



HAL
open science

Design et Fabrication de plateformes nanophotoniques pour le couplage fort autour de 800 nm

Ivens Saber

► **To cite this version:**

Ivens Saber. Design et Fabrication de plateformes nanophotoniques pour le couplage fort autour de 800 nm. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COmUE), 2018. Français. NNT : 2018SACLS357 . tel-01923319

HAL Id: tel-01923319

<https://theses.hal.science/tel-01923319>

Submitted on 15 Nov 2018

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.

Design et fabrication de plateformes nanophotoniques pour le couplage fort autour de 800 nm

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à l'Université Paris-Sud

École doctorale n°572 Ondes et Matières – EDOM
Spécialité de doctorat: Physique

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 4 octobre 2018, par

Ivens SABER

Composition du Jury :

| | |
|--|--------------------|
| Giusseppe LEO Professeur, Université Paris Diderot – Paris 7 (MPQ) | Président |
| Xavier LETARTRE Directeur de Recherche, INL (ECL) | Rapporteur |
| Gabriel DUTIER Maître de conférences, Université Paris 13 (UMR7538) | Rapporteur |
| Laurence PRUVOST Directrice de recherche, Université Paris Saclay (LAC) | Examineur |
| Christophe SAUVAN Chargé de recherche, Institut d'Optique Graduate School | Examineur |
| Ariel LEVENSON Directeur de recherche, C2N (– UMR9001) | Directeur de thèse |

Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies – C2N

Route de Nozay

91460 Marcoussis

Je tiens tout d'abord à remercier M. Gabriel DUTIER et M. Xavier LETARTRE d'avoir accepté d'être rapporteurs pour ce travail de thèse. Mes remerciements vont aussi tout naturellement à M. Christophe SAUVAN, M. Giuseppe LEO et Mme. Laurence PRUVOST pour avoir acceptés de faire partie de mon jury de thèse.

Mes remerciements vont aussi à Ariel LEVENSON et Kamel BENCHEIKH pour m'avoir encadré au cours de mes 3 ans et demi passés au laboratoire. J'ai beaucoup appris auprès d'eux au niveau scientifique et au niveau humain. Ils ont été très patients et m'ont toujours poussé vers le haut.

Je n'aurais rien pu faire sans le travail rapide et efficace d'Isabelle SAGNES et Grégoire BEAUDOIN.

Un grand merci à Fabrice RAINERI et Dorian SANCHEZ alias "Doriano" pour leur aide précieuse durant la thèse. Clairement, je n'aurais jamais pu avancer sans eux. Doriano je te suis très reconnaissant pour m'avoir formé en Salle Blanche et pour ses bons conseils.

Même si je ne l'ai rencontré que deux fois, je remercie Alexandre BAZIN. Ses travaux m'ont été très utiles.

Je suis très reconnaissant envers Alberto Bramati de m'avoir accueilli dans son laboratoire pour effectuer des expériences, ainsi qu'à Rajiv qui m'a beaucoup aidé à la fin de ma thèse.

Ma thèse n'aurait pas été la même sans Mathias MARCONI alias "Marconicson". Il a toujours été de bons conseils. Je le suis très reconnaissant de m'avoir ramener en voiture jusqu'à Paris. Il faudra qu'on fasse les comptes un jour.

Je remercie aussi toute l'équipe dans laquelle j'ai évolué. Rui pour sa bonne humeur et ses cadeaux, Léa pour avoir supporté mes blagues sophistiquées durant quelques mois (c'est beaucoup déjà!), Gabriel (ou Jibril) avec qui j'ai eu des discussions poussées sur divers sujets, Giuseppe, Dimitrios, Francesco, Quentin, Guhilem, Antu, Ines, Ani, Raktim, David, Lorenzo, Fabrice, Rémy, Nadia et Sylvain.

Je n'oublie pas non plus ceux qui sont partis et avec qui j'ai passé de bons moments : Nung qui fut à place de Léa pendant plus d'une année, Viktor, Avishek, Foued, Guillaume, Aude et Paul MONNIER qui m'a formé sur Python et qui me prenait à la

culotte lors de nos matchs de foot.

Mention spéciale aux "footeux" du C2N. Nos matchs étaient passionnés et le sont toujours. On a passé de bons moments dont je me souviendrai.

Je remercie aussi tous les gens du bâtiment D2, D1 et d'Almae pour nos moments scientifiques et nos rigolades.

Un grand merci à toute l'équipe Salle Blanche qui ont tout fait pour que ça se passe bien. Merci Alan pour les dépôts, Stéphane pour la RIE, pour tes conseils en Arts Martiaux et pour ta motivation au foot, Nathalie, Young et bien d'autres.

Je remercie Dominique MAILLY, ancien directeur du laboratoire, ainsi que Giancarlo FAINI, l'actuel directeur de laboratoire, de m'avoir accueilli. Je remercie aussi l'équipe informatique : Lorenzo BERNARDI, Medhi IDOUHAMD, Alain PEAN, Olivier ORIA et Marie-Noelle MERAT-COMBS. Je remercie particulièrement Medhi pour m'avoir prêté un PC portable pour l'écriture de ma thèse alors que le mien venait tout juste de trépasser.

Mes remerciements vont aussi à l'équipe administrative : Joelle GUITTON, Agnès ROUX et tout particulièrement Marina FERREIRA qui a tout fait pour l'obtention du contrat CNRS à la fin de ma thèse.

J'oublie très certainement d'autres personnes au laboratoire qui mériteraient que je les cite. J'espère qu'elles ne m'en tiendront pas rigueur.

Pour finir, je tiens à remercier tous mes proches qui m'ont soutenu tout au long de cette thèse.

Table des matières

| | |
|--|-----------|
| Introduction | 5 |
| Courte introduction aux communications quantiques | 5 |
| Section efficace d'absorption | 9 |
| Présentation d'un cristal photonique | 11 |
| Plateforme nanophotonique pour le couplage fort | 14 |
| Défis | 18 |
| Organisation de la thèse | 19 |
| 1 Design et simulation | 23 |
| 1.1 Ingénierie de la nanocavité | 27 |
| 1.1.1 Principe | 27 |
| 1.1.2 Méthodologie | 28 |
| 1.2 Nanocavités à modes diélectriques | 29 |
| 1.3 Nanocavités à modes airs | 39 |
| 1.4 Conclusion et perspectives | 43 |
| 1.5 Couplage de la lumière dans la nanocavité | 46 |
| 1.5.1 Couplage par ingénierie inverse | 46 |
| 1.5.2 Couplage évanescent | 47 |
| 1.6 Ingénierie du réseau coupleur et du guide d'alimentation | 51 |
| 1.7 Conclusion générale du chapitre | 60 |
| 2 Fabrication | 63 |
| 2.1 La Croissance du GaInP | 64 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 2.2 | Report sur le Silicium | 64 |
| 2.3 | La gravure humide | 65 |
| 2.4 | Lithographie électronique et gravure sèche | 66 |
| 3 | Caractérisations | 73 |
| 3.1 | Résultats des résonances | 74 |
| 3.1.1 | Montage expérimental | 74 |
| 3.1.2 | Étude sur le guide neutre | 76 |
| 3.1.3 | Détermination des résonances | 78 |
| 3.2 | Détermination du facteur de qualité Q | 89 |
| 3.2.1 | Montage expérimental dans le domaine temporel | 89 |
| 3.2.2 | Montage expérimental dans le domaine fréquentiel | 94 |
| 3.3 | Dépendance en température | 100 |
| 3.4 | Conclusion | 101 |
| 4 | Conclusion et Perspectives | 103 |
| 4.1 | Conclusion | 103 |
| 4.2 | Perspectives à court terme | 108 |
| 4.2.1 | Approche alternative de la plateforme nano-photonique en GaInP : Ingénierie sur la largeur de la cavité | 109 |
| 4.2.2 | Cavités à cristal photonique 1D en GaP | 111 |
| 4.3 | Perspectives à moyen terme | 116 |
| 4.3.1 | Expérience avec un piégeage optique des atomes : L'équipe de Lukin | 117 |
| 4.3.2 | Expérience avec un piégeage optique des atomes : L'équipe de J.Kimble | 118 |
| 4.3.3 | Expérience avec un jet d'atomes d'Argon | 119 |
| | Bibliographie | 121 |

Introduction

Ma thèse a pour thématique l'optimisation de nanocavités à cristal photonique aux longueurs d'onde autour de 800 nm. Ses mots clés sont design, simulation, nano-fabrication, caractérisation optique. Cependant ce travail se situe dans un cadre spécifique, la volonté d'optimiser des structures photoniques de très faibles dimensions, intégrables, pouvant être le siège d'interactions avec des systèmes atomiques à l'état gazeux préparés par ailleurs. Ce type de plateformes hybrides est recherché dans divers contextes, notamment l'information quantique, le contrôle fin des interactions entre atomes et la métrologie. Ayant eu tout le long de mes travaux ce contexte en arrière-plan, je commence mon introduction par une brève contextualisation avant de rentrer dans le vif de mon sujet de thèse. Notons également qu'à la fin du manuscrit, je présenterai un bref état de l'art des plateformes nano-photoniques pour l'hybridation avec des systèmes atomiques afin de mieux appréhender le potentiel de mes résultats.

Courte introduction aux communications quantiques

Dès les années 80, la communauté de la physique quantique commence à considérer les systèmes quantiques comme un nouveau moyen de traiter l'information [1]. Ces systèmes reposent notamment sur la superposition cohérente d'états, où l'information est codée sur l'état quantique :

$$|\Psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle, \quad (1)$$

contrairement à l'information classique qui repose sur le codage binaire sur l'état $|0\rangle$ ou l'état $|1\rangle$. L'état quantique donné par l'Eq. (1), où α et β sont des amplitudes de probabilité, est appelé bit quantique ou qubit depuis 1995.

Dès 1984, le premier protocole de distribution de clés quantiques est proposé donnant ainsi naissance aux domaines des communications quantiques [2]. En 1990, des algorithmes quantiques sont proposés pour des classes de problèmes spécifiques et ont permis de montrer une augmentation de l'efficacité dans la résolution de certains problèmes numériques complexes (comme la factorisation de grands nombres en nombres premiers ou la recherche dans une base de données) qui prennent des temps excessivement longs à être résolus avec les algorithmes et des ordinateurs classiques. Les qubits, contrairement aux bits classiques, sont extrêmement sensibles aux perturbations extérieures et aux bruits détruisant par la même les superpositions quantiques. Ce phénomène est appelé la décohérence. Les qubits peuvent être classés en deux catégories : les qubits stationnaires et ceux dynamiques ou volants. Parmi les systèmes les plus connus pour réaliser des qubits stationnaires, nous pouvons citer les états d'énergie d'un atome. L'état fondamental représentant par exemple le bit $|0\rangle$ et l'état excité le bit $|1\rangle$. Les ions, les centres NV, ou encore les boîtes quantiques sont également utilisés comme qubits stationnaires. Ces systèmes sont usuellement utilisés pour manipuler l'information lors de la réalisation de portes logiques quantiques élémentaires [3] ou encore pour stocker l'information quantique [4].

Les qubits dynamiques sont propices quant à eux à transmettre l'information sur une longue distance. A l'instar des communications classiques, les photons sont de ce fait un choix naturel pour véhiculer ce type de qubits car ils interagissent peu avec la matière, ils sont donc peu soumis à la décohérence, et se déplacent extrêmement vite. Les qubits photoniques peuvent être encodés dans de nombreux degrés de liberté notamment la polarisation, le nombre, le moment orbital angulaire, le temps ou la fréquence optique. Ils sont très utiles aussi bien pour échanger de l'information que pour sécuriser ces échanges. La communication en espace libre avec des photons pourrait être réalisée dans le futur pour assurer des liaisons entre satellites, néanmoins, sur Terre cela est pratiquement impossible à cause des obstacles et des pertes qui dégradent la

cohérence des qubits.

A l'instar des communications optiques classiques, un moyen alternatif pour la communication est l'utilisation de la fibre optique. Dans ce cas, le qubit est bien mieux isolé de l'environnement. Néanmoins, il existe des pertes dues à la diffusion ou à l'absorption dans les fibres. Par exemple dans une fibre télécom, les pertes sont de l'ordre de 0.2 dB/km, soit une transmission de 0.01 % sur 200 km. Dans le cas de l'information classique où les bits sont codés sur des impulsions de lumière, on peut amplifier la lumière pour compenser l'atténuation. Dans le cas quantique, il est impossible d'amplifier un état quantique sans rajouter du bruit en vertu du théorème de non-clonage. Pour contourner le problème des pertes sur les longs trajets, Briegel et al. [5] ont proposé le concept d'un répéteur quantique. Il s'agit d'étendre la portée de la communication entre l'émetteur et le receveur en utilisant des ressources comme l'intrication (phénomène où deux particules ont des états quantiques dépendants l'un de l'autre quelque soit la distance qui les sépare) et le stockage d'information avec des mémoires quantiques.

Dans ce contexte, il pourrait être mis en place un Internet Quantique tel qu'imaginé par Jeff Kimble [6] il y a une dizaine d'année et représenté dans la Fig. 1. Malgré la complexité de la réalisation de cet Internet Quantique, les principes le régissant sont assez simples. L'information quantique est générée, traitée et stockée dans ce qu'on appelle des noeuds quantiques qui manipulent les qubits stationnaires. Ces noeuds sont liés par des vecteurs de l'information quantique (qubits photoniques) qui transportent les états quantiques avec une haute fidélité et sont capables de distribuer l'intrication dans tout le système. Différentes possibilités existent pour réaliser un tel système, qui reste néanmoins aujourd'hui plus proche du "rêve" que de la réalité. Elles fournissent la motivation d'examiner les multiples procédés physiques afin de transformer la Fig. 1 en réalité.

Une proposition d'un circuit quantique pour la génération, le stockage et le traitement de l'information quantique, moins ambitieuse que le réseau quantique de Kimble mais néanmoins concrète, est représentée dans la Fig. 2. Elle a été publiée par Silvestro et al. en 2016 [7]. Elle représente un circuit de photonique quantique sur Silicium

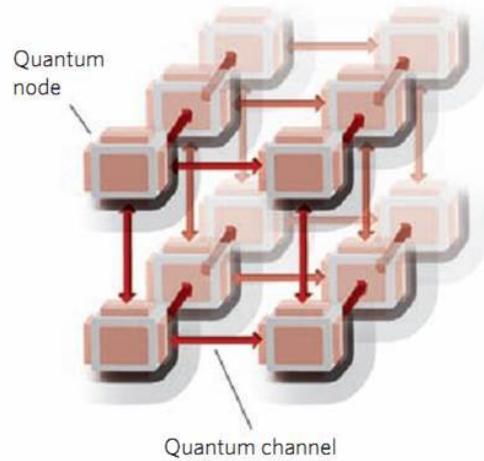


FIGURE 1 – Réseau quantique composé de noeuds quantiques pour le traitement et le stockage des états quantiques et des voies quantiques pour la distribution de l'information. Source : Kimble, Caltech.

intégrant des sources de photons uniques ou intriqués, des filtres, des composants optiques passifs et actifs. Différents matériaux pour la réalisation des plateformes de photonique quantique sont proposés afin de réaliser ce dispositif photonique, les plus développés étant le Silicium (Si), le Diamant et l'Arsénure de Gallium (GaAs) [8].

La pierre angulaire pour la réalisation de ces plateformes est l'interaction entre les qubits stationnaires et les qubits volants, c'est à dire l'interaction atome-photon, le mot atome étant pris au sens large.

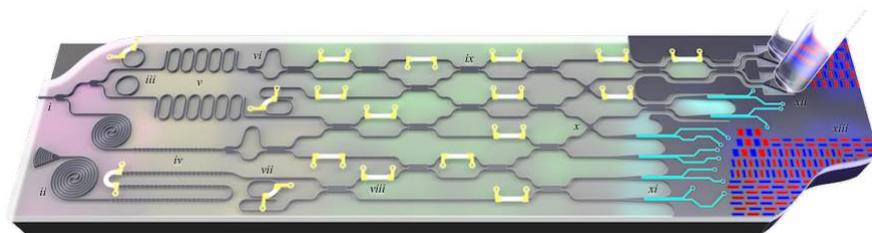


FIGURE 2 – Représentation schématique d'une plateforme de photonique quantique en silicium. Elle montre comment les composants peuvent être assemblés ensemble sur une même plateforme et à quoi ils peuvent ressembler. Selon le code couleur de la plateforme, de gauche à droite on trouve : sources de photons (magenta), filtres de pompes (jaune), optiques passifs et actifs (vert) et la partie électronique (bleu). Source : [7]

Importance d'augmenter la section efficace d'absorption pour favoriser l'interaction lumière-matière

Par nature, les photons interagissent faiblement avec les atomes. L'efficacité de cette interaction est caractérisée par la probabilité p qu'a un photon d'être absorbé par un atome. Cette probabilité est proportionnelle à σ/A , où $\sigma = 3\lambda^2/2\pi$ est la section efficace d'absorption de l'atome et A la section transverse du mode optique du photon. Deux choix s'offrent à nous pour augmenter cette probabilité : soit nous diminuons la taille du faisceau, et donc de A , cependant, nous serons limités par la diffraction. En espace libre, la lumière ne peut être focalisée en dessous de la longueur d'onde limitant ainsi p à des valeurs toujours inférieures à 1. Ceci amène à la nécessité d'avoir un grand nombre de photons n , de l'ordre de A/λ^2 , pour saturer un atome et induire par exemple une réponse optique non-linéaire par exemple. L'état de l'art est de $p \simeq 0.05$ pour des atomes neutres [9], $p \simeq 0.01$ pour des ions [10] et $p \simeq 0.1$ avec des molécules [11]. L'idée générale de ces travaux est de focaliser sur la cible un faisceau optique à l'aide de lentilles à grande ouverture numérique. Il est possible, en utilisant des lentilles adéquates, d'atteindre la limite de diffraction sur la particule et donc d'atteindre le cas où A vaut environ λ^2 . Toute la difficulté de ces expériences réside dans le contrôle précis de la cible.

L'autre stratégie pour augmenter p consiste à augmenter virtuellement la section efficace d'absorption σ de l'atome. La probabilité p peut en effet être augmentée en exaltant l'interaction du photon avec l'atome. Pour ce faire, l'atome est inséré dans une cavité de type Fabry-Pérot. Le nombre d'allers-retours du photon dans la cavité permet d'augmenter la probabilité d'interaction avec l'atome. En effet, la probabilité p vaut dans ce cas $F \times \sigma/A$ où F est la finesse de la cavité. Ainsi, la construction de cavités ayant une grande finesse, autorisant au photon d'être stocké longtemps pour l'interaction atome-photon est un élément clé dans le but d'atteindre des probabilités d'interaction élevées. Dans ces conditions, lorsque le nombre de photons et le nombre d'atomes en jeu sont de l'ordre de 1, le régime de couplage fort est atteint. C'est le domaine de l'électrodynamique quantique en cavité (Cavity Quantum Electrodynamics :

CQED).

Considérons, comme sur la Fig. 3, une cavité Fabry-Pérot construite par deux miroirs réfléchissants se faisant face. Un système atomique à deux niveaux à l'intérieur de la cavité interagit avec le mode de celle-ci. Le système cavité+atome est régi par trois paramètres qui sont la largeur homogène atomique γ , indiquant le temps de vie du niveau excité $T_2 = 1/\gamma$, le facteur de fuite de la cavité κ relié au taux d'échappement de photons de la cavité par unité de temps et au facteur de qualité Q de la cavité par la relation $Q = \omega_c/\kappa$, ω_c étant la fréquence de résonance de la cavité. Cette relation peut être réécrite en fonction du temps de vie τ des photons dans la cavité : $Q = \omega_c\tau$. Enfin, le dernier paramètre est la fréquence de Rabi g indiquant le nombre d'interactions effectuées entre le photon et l'atome par unité de temps.

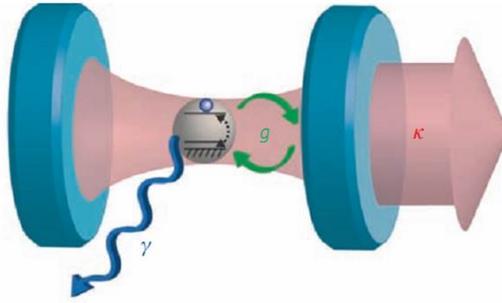


FIGURE 3 – Cavité Fabry-Pérot constituée de deux miroirs réfléchissants. A l'intérieur un atome interagit avec le mode de la cavité. Le système cavité+atome est caractérisé par trois paramètres : γ qui est la largeur homogène du niveau d'excitation de l'atome, κ qui caractérise les fuites des photons de la cavité et g caractérisant le nombre d'échanges énergétiques entre l'atome et le mode de la cavité durant une seconde, aussi appelé fréquence de Rabi.

Cette fréquence de Rabi g s'écrit comme :

$$g = \frac{d}{\hbar} \sqrt{\frac{\hbar\omega_a}{2\epsilon_0 V_m}} \quad (2)$$

où d est le moment dipolaire entre les deux niveaux énergétiques du système atomique, ω_a est la fréquence de résonance atomique, ϵ_0 est la constante diélectrique du

vide et V_m est le volume modal qui vaut :

$$V_m = \frac{\int d^3\mathbf{r} \epsilon(\mathbf{r}) |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2}{\max(\epsilon(\mathbf{r}) |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2)} \quad (3)$$

où \mathbf{E} est le vecteur champ électrique du mode de la cavité et $\epsilon(\mathbf{r}) = n^2(\mathbf{r})$ la distribution spatiale de la constante diélectrique de la structure. En terme d'optique traditionnelle, pour avoir une saturation de l'atome dans la cavité, le nombre de photons doit être $n \simeq (\gamma/g_0)^2$ et le nombre d'atomes requis pour avoir un effet appréciable sur le champ intra-cavité est $N_0 \simeq \kappa/\gamma g^2$. Le couplage fort dans une cavité va au-delà de l'optique traditionnelle, pour laquelle $(n_0, N_0) \gg 1$, pour explorer un nouveau régime où $(n_0, N_0) \ll 1$. Pour cela, il est nécessaire d'augmenter g et de diminuer κ . Cela revient à réduire le volume modal V_m compte tenu de la relation (2). Le fait que le volume modal soit le plus petit possible implique que l'atome doit être également très localisé dans l'espace. Différentes plateformes pour le couplage fort ont été développées pour avoir une interaction optimale entre le système atomique à deux niveaux et le mode du résonateur optique, la plupart des espoirs étant placé sur les plateformes nano-technologiques. Parmi les objets les plus répandus dans ce domaine, on trouve les cristaux photoniques avec lesquels il est possible de réaliser des cavités avec des facteurs de qualité de l'ordre de la dizaine de million. C'est avec ce type de structure que je travaillerai tout au long ma thèse. Ce choix sera justifié par la suite.

Quelques notions sur les cristaux photoniques

La notion de cristal photonique a été introduite par Eli Yablonvitch et Sajeev John en 1987 dans leurs articles fondateurs([12], [13]). Un cristal photonique est construit à partir d'une alternance périodique de deux matériaux transparents d'indices différents n_1 et n_2 . La périodicité peut être selon une (1D), deux (2D) ou trois directions (3D) de l'espace. Un champ électromagnétique de pulsation ω et de vecteur d'onde k incident sur le cristal photonique, pourra généralement se propager dans celui-ci. Néanmoins, pour certaines pulsations, la propagation sera interdite à cause des interférences des-

tructives. Le vecteur d'onde sera alors purement imaginaire et le champ sera réfléchi et subira une atténuation dans le cristal photonique. L'intervalle spectral dans lequel la propagation est interdite est appelé bande photonique interdite (gap). Les Figs. 4a et 4b représentent respectivement la relation de dispersion $\omega(\mathbf{k})$ du champ électromagnétique dans un milieu homogène et dans un cristal photonique à une dimension où une bande photonique interdite apparaît. A partir de la Fig. 4b on définit, par analogie aux bandes électroniques dans les solides présentant une périodicité atomique, la bande de valence (BV), bande se trouvant en dessous du gap et la bande de conduction (BC) celle située au dessus. Si on omet un trou de la structure, la périodicité du système est

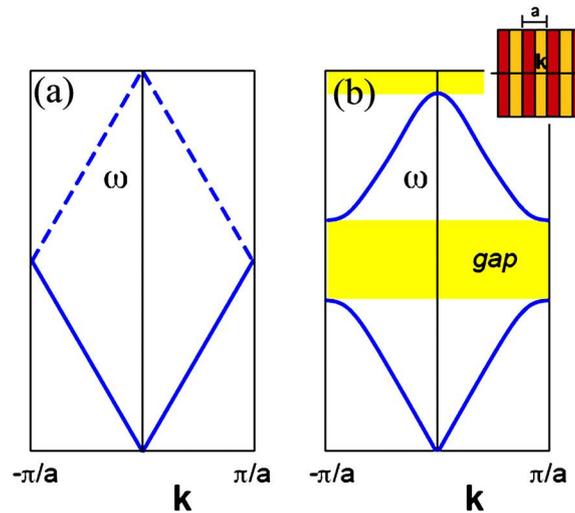


FIGURE 4 – Courbes de simulation de la relation de dispersion $\omega(\mathbf{k})$ dans (a) : un guide d'onde 1D homogène et isotrope. Elle est représentée par la courbe bleue. En (b) : un cristal photonique périodique 1D. La bande jaune indique le gap photonique. La courbe bleue au-dessus du gap représente la bande de conduction (BC) et celle en dessous du gap représente la bande de valence (BV). Source : [14]

brisée, nous avons donc introduit un défaut de périodicité ou optique. Toute la lumière, dont la longueur d'onde se situe dans la bande photonique interdite de la structure parfaitement périodique, pourra être emmagasinée dans ce défaut. Cet effet est néanmoins contraint par l'acceptation angulaire et en polarisation. Cependant, on peut avoir une bonne intuition de cet effet en considérant les rangées de trous de part et d'autre du défaut comme des miroirs interdisant à la lumière de se propager si la fréquence est dans le gap. Il est ainsi possible de construire une nano-cavité à cristal photonique.

Nous verrons par la suite que cette vision est un peu naïve. Localiser "toute la lumière" dans le défaut implique une ingénierie supplémentaire. Différentes géométries de nanocavités à cristal photonique sont présentées dans la Fig. 5. Un autre phénomène très intéressant est le ralentissement de la lumière. En effet sur la Fig. 4b, nous constatons que la courbe de dispersion présente des régions plates. Dans ces régions, la dérivé de cette courbe $d\omega/dk$ tend donc vers zéro, ce qui veut dire que la vitesse de groupe des photons est ralentie. La lumière ralentie dans le cristal photonique constitue un autre moyen de favoriser une forte interaction avec les atomes. Néanmoins cette propriété ne sera pas exploitée dans le cadre de cette thèse. En effectuant une ingénierie sur le cristal photonique ou la cavité à cristal photonique, plusieurs types de structures peuvent être réalisées comme des cavités 1D, 2D [15] ou 3D à fort facteur de qualité et faible volume modal afin de créer, par exemple, des sources de photons uniques, des lasers lorsqu'un milieu actif y est introduit [16], des cavités couplées [17-20], des filtres et des guides d'onde [21] pour acheminer la lumière selon une direction donnée, en enlevant tout une ligne de trous dans les structures 2D.

Nombre de matériaux sont aujourd'hui utilisés pour la réalisation des cristaux photoniques. Le choix du matériau se base sur plusieurs paramètres dont la longueur d'onde de travail, l'indice optique, le coefficient d'absorption, le coût et la disponibilité. La possibilité de structuration d'une manière précise et efficace est aussi un facteur important. Les structures les mieux maîtrisées sont celles fabriquées en Silicium (Si) pour des longueur d'ondes télécom parce qu'elles bénéficient de l'apport important de la micro-électronique. Actuellement, le facteur de qualité Q maximal pour une cavité 2D en Si est de l'ordre de 10^7 [22] à la longueur d'onde de 1555 nm, ce qui en fait le plus élevé dans la littérature, tous types de cavités et toutes longueurs d'onde confondus. Les cavités en Arsénure de Gallium (GaAs), dont nous pouvons voir des réalisations sur la Fig. 5, sont également bien maîtrisées. Le facteur de qualité maximal pour une cavité 2D est de 7×10^5 [23] à 1550 nm. Des résultats comparables ont été obtenus pour des cavités 1D [24]. D'autres matériaux sont aussi étudiés tels que le GaP, le GaInP ou les matériaux en nitrure.

L'interaction avec les atomes nécessaire au développement des répéteurs quantiques

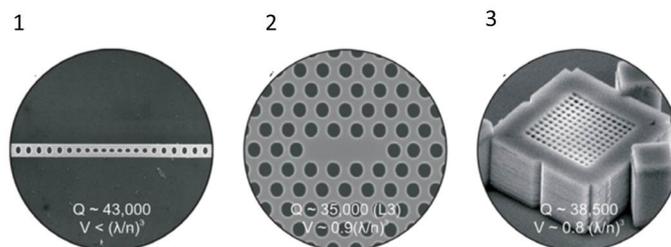


FIGURE 5 – Images SEM d’une cavité en GaAs 1D en (1), d’une cavité GaAs 2D en (2) et d’une cavité GaAs 3D en (3). Source : [25]

mentionnés en introduction nécessite de transposer ces résultats à des longueurs d’onde plus basses. Ceci limite le choix des matériaux possibles car toute absorption doit être bannie. Mais cela implique également des contraintes technologiques accrues car en diminuant la longueur d’onde de travail on diminue les tailles et les périodes physiques. Les technologies sont dès lors moins maîtrisées.

Dans la partie suivante, nous expliquerons nos choix pour réaliser des structures pour atteindre le régime du couplage fort atome-photon autour de 800 nm.

Plateforme nanophotonique pour le couplage fort

Notre objectif est de proposer et optimiser une plateforme pour le couplage fort atome/mode nano-photonique en utilisant un semi-conducteur III-V transparent et à très fort indice de réfraction dans les longueurs d’onde du visible et du proche infra-rouge, plus précisément dans l’intervalle de longueurs d’ondes 750-860 nm. C’est dans cette région spectrale que se trouvent les longueurs d’ondes de résonance du Césium (852 nm) et du Rubidium (780 nm). Ces atomes sont les plus utilisés par la communauté scientifique pour la réalisation du couplage fort autour de 800 nm [26,27]. C’est le cas également de l’Argon (811 nm) dont l’intérêt réside dans le fait qu’en tant qu’élément neutre, il ne présente pas l’inconvénient d’adhérer aux surfaces, problème rencontré dans des expériences réalisées par d’autres équipes. Durant cette thèse, notre objectif a été de faire le design et de fabriquer des plateformes nano-photoniques autour de la longueur d’onde de 800 nm.

Les principaux résonateurs optiques utilisés dans ce domaine de longueurs d’ondes

sont les micro-piliers, les résonateurs circulaires à modes de galleries et les cavités à cristal photonique. Dans les deux premiers cas, si les facteurs de qualité peuvent être très élevés, les volumes modaux restent assez élevés [28] ce qui ne permet pas une optimisation de la fréquence de Rabi. Quant aux cristaux photoniques ils permettent de réunir, à la fois, un fort facteur de qualité et un très faible volume modal, de l'ordre de $(\lambda/n)^3$, et donc de favoriser une optimisation du facteur de mérite Q/V . Nous avons décidé de travailler avec une cavité à cristal photonique à une dimension (1D) semblable à celle de la Fig. 5.1 en raison de sa compacité mais également de l'expérience qu'a acquise le laboratoire C2N dans ces structures. Dans le domaine de longueurs d'ondes inférieures à 1000 nm, les matériaux en nitrure tels que le AlN [29-34], le GaN [35-41] le SiN [42-45], le GaAs [46-52], les matériaux en Carbone [53,54], le Diamant [55-61] ainsi qu'en Phosphore [62-74] sont utilisés. La Fig. 6 indique l'évolution du facteur de qualité en fonction du rapport entre la longueur d'onde de résonance visée de la cavité et l'indice optique du matériau. On remarque la tendance suivante : plus le rapport

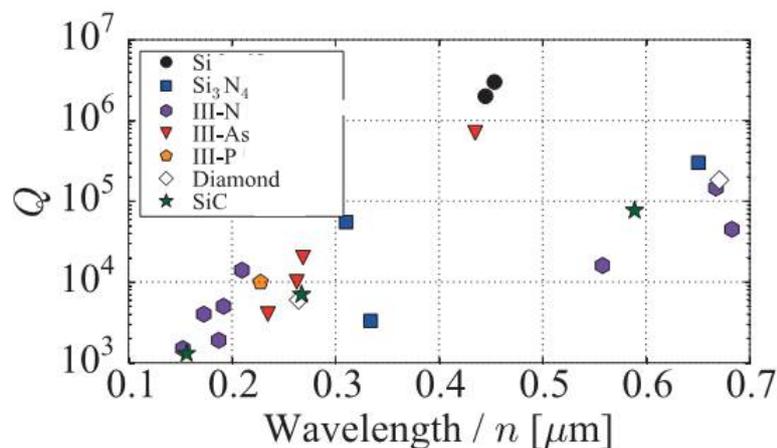


FIGURE 6 – Courbe représentant les plus hauts facteurs de qualité obtenus en fonction du rapport de la longueur d'onde de résonance des cavités sur leur indice optique pour différents matériaux. Source : [75]

λ/n diminue plus le facteur de qualité diminue. On notera notamment que si l'état de l'art de la cavité pour un rapport λ/n de 0.43 ($\lambda = 1500$ nm, $n = 3.46$ pour le Si) indique un facteur de qualité de plus de 10^6 pour les longueurs d'onde en dessous de 1000 nm, la courbe montre un facteur de qualité de 5.5×10^4 pour un rapport λ/n

de 0.3 ($\lambda = 623$ nm, $n = 2.0$ pour le SiN). Rousseau et al [75] montrent que plus la longueur d'onde diminue et plus les effets de surface, notamment la rugosité sur les surfaces, impacte le mode ce qui a tendance à dégrader le facteur de qualité.

Dans le tableau 1, j'ai résumé tous les matériaux utilisés dans la littérature pour des longueurs d'ondes inférieures à 1000 nm ainsi que l'état de l'art associé. Le tableau 2 résume les contraintes à respecter pour réaliser notre expérience ainsi que les indices optiques des matériaux autour de 800 nm ce qui nous permettra de comprendre le choix de nos matériaux utilisés durant cette thèse.

Nous avons opté pour des matériaux qui ont les indices optiques les plus élevés ($n > 3$) autour de 800 nm pour optimiser le volume modal ainsi que des matériaux pouvant être réalisés technologiquement au C2N. Il s'agit du GaAs ($n = 3.68$), du GaInP ($n = 3.31$) et du GaP ($n = 3.20$). Néanmoins, la contrainte consistant à ce que le matériau n'absorbe pas les longueurs d'onde autour de 800 nm élimine de facto le GaAs, qui est un des matériaux historiquement le plus maîtrisé. Ainsi nos choix se sont portés sur le GaInP et le GaP. Dans la littérature, seulement des cavités à cristal photonique 2D ont été réalisées en GaInP à la longueur d'onde de 680 nm [71]. Le facteur de qualité maximal obtenu est de 7.5×10^3 . Quant au GaP, la première cavité, en 2D, fut réalisée en 2008 [62], et son facteur de qualité était de 10^3 . En 2015, Vuckovic et al. [65] ont fabriqué un laser avec une cavité 2D à cristal photonique en GaP avec le plus haut facteur de qualité jamais obtenu pour ce matériau qui est de 1.4×10^4 .

Défis

Pour la création de plateformes nanophotoniques répondant à notre cahier des charges, plusieurs problèmes doivent être surmontés. En effet, la nanocavité doit d'une part permettre le couplage avec le nuage atomique et d'autre part permettre le couplage de la lumière et l'extraction de celle-ci. Nous proposons dans cette thèse une architecture générale qui sera justifiée au fil du manuscrit et qui sera modifiée au gré des contraintes rencontrées.

Sur la Fig. 7, nous avons représenté en trois dimensions l'architecture de notre structure. La lumière issue d'une fibre optique est couplée à un guide d'alimentation via

| | GaN | AlN | SiN | SiC | Diamant | GaAs | GaP | GaInP |
|---------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|--------------------|-----------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| λ (nm) | 507 | 400 | 623 | 700 | 671 | 945 | 740 | 680 |
| n | 2.44 | 2.15 | 2 | 2.62 | 2.4 | 3.4 | 3.23 | 3.55 |
| a_0 (nm) | — | 130 | 250 | 200 | 170 | 218 | — | 187 |
| e (nm) | 310 | 120 | 250 | — | 250 | 130 | 125 | 100 |
| l_0 (nm) | — | 234 | 300 | 350 | 500 | 370 | — | — |
| r_0 (nm) | — | 29 | 70 | ellipse | 65 | 67 | — | 56 |
| Dim. | 1D | 1D | 1D | 1D | 1D | 1D | 2D (L3) | 2D (L3) |
| Q | 1.4×10^4 | 6.3×10^3 | 5.5×10^4 | 16.7×10^3 | 6×10^3 | 2.5×10^4 | 1.4×10^4 | 7.5×10^3 |
| V_m (μm^3) | 0.012 | 0.008 | 0.017 | 0.009 | 0.039 | 0.008 | — | — |
| Réf. | [40] | [32] | [42] | [54] | [56] | [50] | [65] | [71] |

TABLE 1 – Principaux propriétés de cavités résonantes à une longueur d'onde inférieure à 1000 nm. Le facteur de qualité Q record pour cette gamme de longueur d'onde est obtenu dans le SiN. λ représente la longueur d'onde de résonance obtenue expérimentalement, n l'indice optique du matériau, a_0 la période centrale de la cavité, e l'épaisseur de la membrane, l_0 la largeur de la cavité, r_0 le rayon des trous, Dim. représente la dimension de la cavité, Q le facteur de qualité et V_m le volume modal.

| | GaN | AlN | SiN | SiC | Diamant | GaAs | GaP | GaInP |
|----------|------|------|-----|-----|---------|------|-----|-------|
| n | 2.35 | 2.14 | 2 | 2.6 | 2.4 | 3.68 | 3.2 | 3.31 |
| Abs | | | | | | OUI | NON | NON |
| Fab. C2N | NON | NON | NON | NON | NON | OUI | OUI | OUI |
| gap (eV) | 3.44 | 4.2 | | 3.0 | 5.4 | 1.4 | 2.3 | 1.8 |

TABLE 2 – Matériaux pouvant être utilisés à des longueurs d'onde autour de 800 nm. Pour faire nos choix, nous nous sommes basés sur quatre critères : l'indice optique n qui doit être le plus élevé possible, l'absorption autour de 800 nm qui doit être nulle, la capacité de fabrication technologique au C2N. Les 2 dernière colonnes indiquent les choix que nous avons faits.

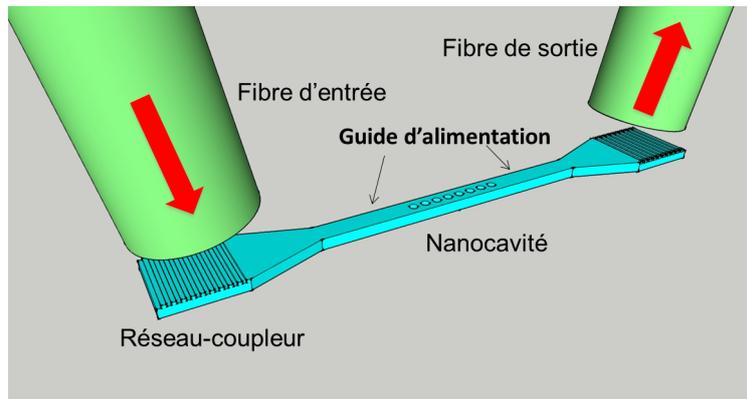


FIGURE 7 – Architecture générale de notre plateforme nano-technologique pour le couplage fort.

un réseau-coupleur, suivi d'un taper. Elle est alors acheminée des guides d'alimentation à la cavité. Après avoir effectuée un nombre d'oscillations dans la cavité, la lumière est transmise à travers une succession guide, taper, réseau équivalent à l'entrée. Elle est, finalement, collectée par une fibre optique de sortie ou par un objectif de microscope de grande ouverture numérique.

Le couplage de la lumière dans les guides d'alimentation n'est pas aisé puisqu'il faut minimiser les pertes à l'interface entre la fibre optique et le réseau-coupleur. L'acheminement de la lumière est aussi important puisqu'il consiste à transporter un mode s'étalant initialement sur quelques micromètres jusqu'au bout de la cavité où la largeur de celle-ci est de l'ordre de la centaine de nanomètres. Enfin, le dernier défi technique relève du couplage de la lumière se propageant dans les guides d'alimentation vers la cavité. Puisque nous voulons fabriquer des cavités à fort facteur de qualité, c'est à dire des cavités ayant des miroirs de forte réflexion (environ égale à 1), il n'est pas aisé d'insérer le mode dans la cavité sans pertes importantes. Relever ces défis, ainsi que fabriquer des cavités à fort facteur de qualité et à faible volume modal ont été les objectifs principaux de ma thèse.

Organisation du manuscrit

Le Chapitre 1 est consacré au procédé d'ingénierie utilisé pour optimiser le facteur de qualité des cavités ainsi que leur volume modal. Il se base sur la modulation de l'indice effectif de réfraction en modifiant un des paramètres de la cavité. Grâce à ce procédé, le facteur de qualité théorique de nos cavités est de l'ordre de la dizaine de million, alors qu'il est d'environ de quelques centaines en l'absence du procédé d'ingénierie. Nous rencontrerons dans ce chapitre deux types de cavité construite selon les besoins des expériences de couplage fort. Le premier type de cavité est réalisé grâce à une ingénierie sur la période des miroirs de la cavité. Cet ingénierie permet d'avoir les maxima du mode fondamental de la cavité au-dessus du matériau d'indice le plus fort. Le second type est réalisé grâce à une ingénierie sur la largeur de la cavité. Dans ce cas, les maxima du mode fondamental se trouvent au-dessus du matériau d'indice le plus faible. Ensuite, nous introduirons le procédé d'ingénierie effectué sur le réseau-coupleur. De la même façon, nous modulons l'indice effectif pour optimiser le réseau-coupleur. Deux optimisations ont été faites. La première consiste à considérer le réseau comme périodique et à optimiser ses paramètres dans le but d'augmenter son efficacité. Enfin la deuxième consiste à appliquer un procédé d'ingénierie sur l'indice effectif. Les résultats sont probants. Nous passons d'un couplage entre la fibre et le réseau-coupleur d'environ 25% dans le cas d'un réseau périodique à plus de 55% dans le cas d'un réseau apodisé. Enfin, nous avons optimisé les guides d'onde dans le but de faire passer adiabatiquement le mode issu de la fibre qui vaut environ $10\ \mu m$ à un mode s'étalant sur une largeur de 300 nm. Nous avons développé deux types d'architectures. Une où la cavité est alignée avec les réseaux-coupleurs et les guides d'alimentation tel que sur la Fig. 7 et une autre où la cavité est décalée par rapport aux réseaux-coupleurs et les guides d'alimentation.

Dans le Chapitre 2, nous présenterons les procédés technologiques que nous avons utilisés pour fabriquer les cavités. Les procédés technologiques sont constitués d'une étape de nettoyage des échantillons, d'une étape de report (ou collage), d'une étape de gravure sèche, d'une étape de lithographie électronique et d'une étape de gravure sèche. Les échantillons que nous obtenons sont en accord avec ce que nous voulions. Il

existe des erreurs technologiques qui sont de l'ordre de 3 nm.

Dans le Chapitre 3, est regroupé l'ensemble des caractérisations optiques réalisées. Après une description du système d'imagerie, nous introduisons le premier type d'expérience réalisée. Il s'agit de mesures spectrales qui utilisent la largeur spectrale d'impulsions courtes pour obtenir, sans balayage, un spectre sur une trentaine de nanomètres. Ces expériences sont très utiles pour identifier les résonances. Elles ne permettent cependant pas d'estimer les largeurs de celles-ci. Pour mesurer ces largeurs et déduire le facteur de qualité Q nous avons monté deux types d'expériences, une dans le domaine temporel et une dans le domaine fréquentiel. Celle temporelle est basée sur une détection hétérodyne. Une difficulté a émergé dans l'expérience temporelle du fait de l'utilisation d'un laser pulsé et donc à la difficulté à isoler une résonance des autres modes détectés. L'expérience dans le domaine fréquentiel utilise un laser continu de faible largeur spectrale et balayable en longueur d'onde. Elle nous a permis d'obtenir les facteurs de qualité des différentes résonances. Comme nous le verrons à la fin du chapitre, ces expériences nous ont permis de mesurer les facteurs de qualité pour un mode fondamental se situant autour de 800 nm. Le facteur de qualité obtenu est supérieur à 10^4 et constitue un record pour le matériau GaInP pour des longueurs d'ondes dans le visible et proche infrarouge.

Le Chapitre 4 est consacré aux conclusions et aux perspectives de mes travaux. Les perspectives incluent un volet à court terme dans lequel j'inclus des travaux que j'ai démarrés. J'aborde, notamment, de nouvelles approches technologiques dans le but d'optimiser les structures nano-photoniques. Il s'agit notamment de la fabrication des réseaux-coupleurs sur lesquels nous avons procédé à une ingénierie. Il s'agit aussi du développement d'un procédé technologique pour la suspension des cavités à mode air. Enfin, il s'agit du développement d'un procédé technologique pour la fabrication des structures en GaP, procédé plus difficile à mettre en place comme nous le verrons. Enfin, nous terminons par présenter les perspectives expérimentales possibles que nous pouvons réaliser avec nos plateformes nano-photoniques. Notamment, nous présenterons les systèmes hybrides expérience atomique + plateforme nano-photonique existants dans la littérature.

Chapitre 1

Design et simulation

Dans ce chapitre, je décrirai la conception des nanocavités à cristal photonique 1D ayant un fort facteur de qualité Q et un volume modal réduit. Je détaillerai également les simulations numériques par la méthode de calcul des différences finies dans le domaine temporel (en anglais FDTD) des nanocavités ainsi conçues pour étudier leurs propriétés optiques : résonances et facteurs de qualité Q . Je présenterai aussi dans ce chapitre les différents types de nanocavités que j'ai conçues pour être utilisées dans des expériences en couplage avec des atomes. Néanmoins, comme nous le verrons dans le Chap. 2, je n'ai pas fabriqué toutes ces nanocavités et je me suis concentré essentiellement sur les nanocavités dites à modes diélectriques. Je présenterai également les différentes façons de coupler la lumière dans des nanocavités et la manière d'amener la lumière dans les guides à proximité des nanocavités depuis l'espace libre ou bien depuis une fibre optique standard. Ces derniers aspects peuvent paraître secondaires mais sont cruciaux pour la compatibilité avec les systèmes atomiques visés.

Sur la Fig. 1.1, nous avons schématisé les plateformes nano-photoniques finales que nous souhaitons obtenir. Nous avons réalisé deux types d'architectures : sur la Fig. 1.1a, il s'agit d'une structure où la nanocavité est contenue dans les guides d'alimentation et d'extraction. La lumière dans le guide d'alimentation se couple à la nanocavité grâce à un miroir inverse que nous décrirons par la suite. Elle entre en résonance avec un mode de la nanocavité avant d'être transmise et collectée par la fibre de sortie via un réseau-coupleur. Sur la Fig. 1.1b, il s'agit d'une architecture où la lumière, se propageant

dans un guide d'alimentation se situant à proximité de la nanocavité, se couple à celle-ci par couplage évanescent puis est extraite par un autre guide adjacent situé symétriquement par rapport au premier. Dans les deux cas, les ingénieries réalisées sur chaque composant de la structure seront décrites. Les composants sur lesquels des ingénieries doivent être faites sont donc :

- 1 le réseau-coupleur, dans le but d'optimiser le couplage de la lumière issue de la fibre aux guides d'alimentation. Le procédé est appelé "apodisation"
- 2 les guides d'alimentation qui doivent permettre à la lumière s'étalant sur une largeur de $10\ \mu m$, largeur des réseaux-coupleurs, d'aboutir à une largeur de quelques centaines de nm, largeur du mode des nanocavités
- 3 le couplage de la lumière des guides d'alimentation à la nanocavité grâce à un couplage évanescent ou un couplage via un miroir inverse. L'appellation de ce dernier a pour origine l'ingénierie dite inverse par rapport au miroir formant la nanocavité, pour obtenir une adaptation du mode
- 4 la nanocavité à cristal photonique qui devra emmagasiner la lumière assez longtemps pour obtenir un fort facteur de qualité. Le procédé d'ingénierie est également appelé "apodisation".

Comme mentionné dans l'introduction, la nanocavité à cristal photonique 1D est typiquement construite en créant un défaut de périodicité dans le cristal, c'est-à-dire en enlevant ou déplaçant un ou plusieurs trous. Les rangées de trous disposés périodiquement, formant le cristal photonique, se situant de part et d'autre du défaut, jouent le rôle de miroirs pour les champs électromagnétiques dont les longueurs d'ondes se trouvent dans le gap du cristal photonique. Cette image empruntée aux cavités de type Fabry-Pérot et celles réalisées par exemple avec des miroirs de Bragg, peut paraître naïve mais est très utile pour l'apodisation. Dans la Fig. [1.2](#) est représentée une nanocavité Fabry-Pérot typique des nanocavités que j'ai étudiées au cours de ma thèse. Elle est formée des deux miroirs à cristal photonique espacés d'une longueur L et prolongés par des guides d'alimentation servant à acheminer la lumière dans et hors de la nanocavité.

Lorsqu'un champ électromagnétique, dont la longueur d'onde se situe dans la région

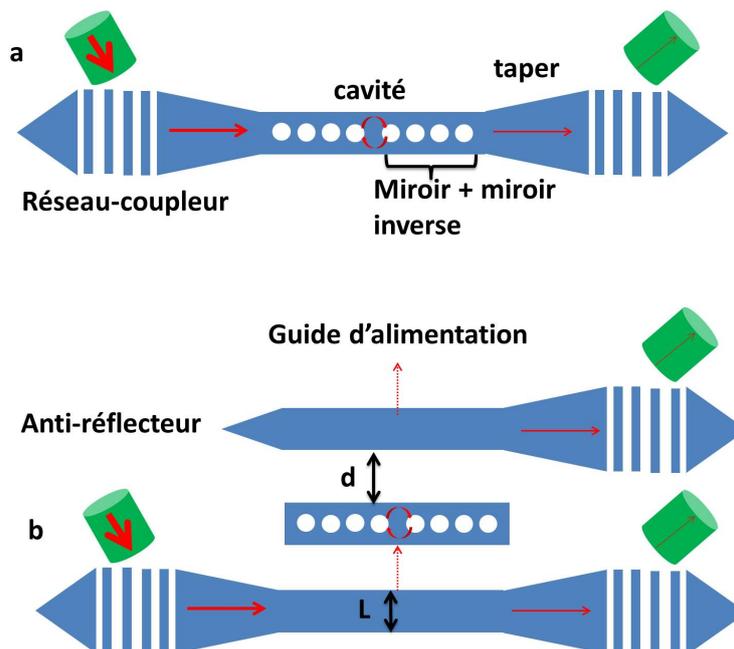


FIGURE 1.1 – a : Schéma représentant une plateforme nano-photonique où la lumière venant du guide d'alimentation est couplée à la nanocavité grâce à un miroir inverse. b : Schéma représentant une plateforme nano-photonique où la lumière venant du guide d'alimentation est couplée à la nanocavité par couplage évanescent. Dans les deux cas, la lumière issue la fibre optique est couplée au guide d'alimentation via un réseau-coupleur. La lumière est ensuite couplée dans la nanocavité, oscille durant un certain temps avant d'être transmise. Elle est enfin collectée par une fibre via un réseau-coupleur de sortie.

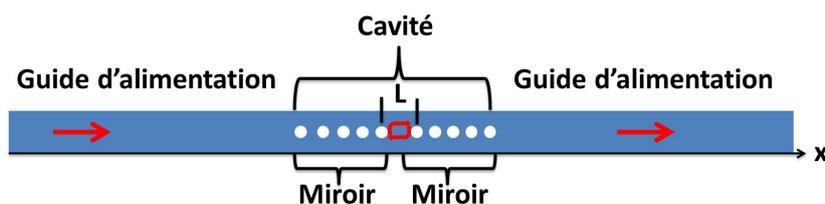


FIGURE 1.2 – Schéma de principe d'une nanocavité du type Fabry-Pérot de longueur L constituée de deux miroirs à cristal photonique à une dimension. Le prolongement des miroirs constituent les guides d'alimentation permettant d'acheminer la lumière dans la nanocavité. Les flèches rouges indiquent que la lumière entre dans la structure par la gauche, effectue un nombre d'aller-retour dans la nanocavité, puis sort de la nanocavité à droite.

spectrale de réflexion des miroirs, est envoyé sur le guide, il se propage jusqu'au miroir puis il est réfléchi. Dans le miroir, son vecteur d'onde étant purement imaginaire, son

évolution dans le cristal photonique est alors évanescence. Il est décrit, dans la direction x du cristal photonique, par une fonction exponentielle décroissante e^{-qx} , où q est le coefficient d'atténuation, partie imaginaire du vecteur d'onde k . Sur la Fig. [1.3](#), nous avons simulé, à l'aide du logiciel LUMERICAL (calculs FDTD en 3D), l'évolution de l'intensité du champ électromagnétique dans un miroir périodique ayant une quinzaine de trous pour une longueur d'onde de 697 nm et une longueur d'onde de 794 nm. Pour ces simulations, nous avons considéré un cristal photonique 1D en GaInP ($n = 3,3137$) de périodicité égale à 180 nm, ayant une largeur de 300 nm, une épaisseur de 150 nm et un rayon des trous de 60 nm. Nous voyons que les deux champs électromagnétiques sont atténués exponentiellement car leurs longueurs d'onde sont dans le gap, région de réflexion des miroirs. Le champ électromagnétique de longueur d'onde égale à 794 nm est situé au bord du gap, alors que celui à la longueur d'onde de 697 nm est au milieu du gap. C'est pour cette raison que l'atténuation du champ à 794 nm est plus faible et que le champ s'étale sur $2 \mu\text{m}$ contrairement à celui à 697 nm s'étalant sur un peu moins de $1 \mu\text{m}$. Les carrés bleus représentent les résultats de calcul FDTD et les courbes rouges sont des ajustements dont l'enveloppe est une exponentielle décroissante à partir de laquelle on peut extraire l'atténuation q pour chaque longueur d'onde, comme on le verra par la suite.

On peut former une nanocavité à cristal photonique en juxtaposant deux miroirs périodiques séparés d'une distance L , la longueur nominale de la nanocavité. Néanmoins, une telle nanocavité ne permet pas d'obtenir un fort facteur de qualité Q car les pertes sont trop élevées, bien qu'il soit possible d'obtenir une réflexion proche de 1 en augmentant le nombre de trous du miroir à cristal photonique et en plaçant la longueur d'onde de résonance au milieu du gap, comme on peut le voir sur la Fig. [1.4](#), où la longueur d'onde de résonance visée est 800 nm.

En effet, sur cette figure, nous observons l'évolution de la réflexion R , de la transmission T et des pertes L_p en fonction de la longueur d'onde, pour un miroir à cristal photonique de période valant 210 nm. L'intervalle de longueur d'onde situé entre 700 nm et 900 nm représente le gap comme on peut le voir sur la Fig. [1.4a](#). D'après la Fig. [1.4b](#), qui représente l'évolution de ces paramètres en échelle logarithmique, les

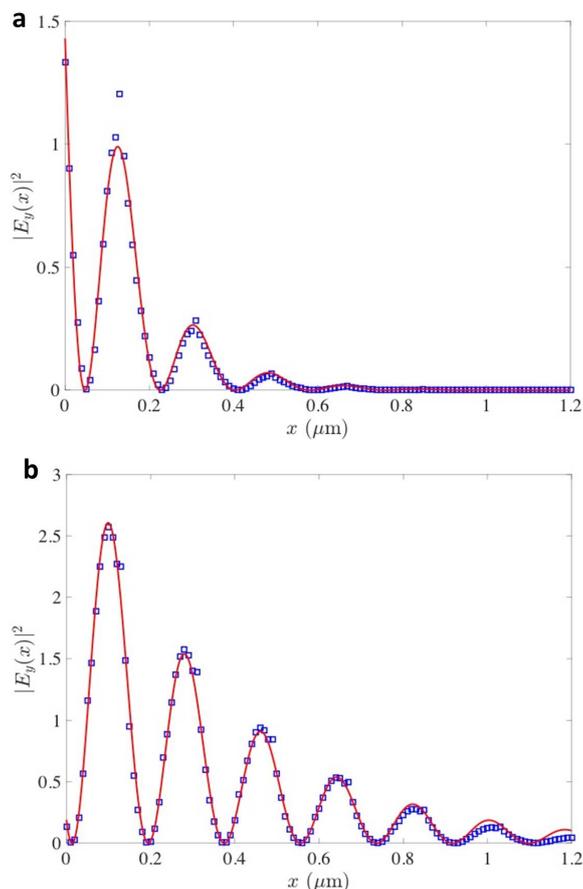


FIGURE 1.3 – Simulation de l'évolution de l'intensité d'un champ électromagnétique dans un miroir cristal photonique périodique de dix trous, de période $a = 180$ nm, de largeur $l = 300$ nm, d'épaisseur $e = 150$ nm, à la longueur d'onde $\lambda = 697$ nm (a) et $\lambda = 794$ nm (b). Les points sont les résultats de calcul FDTD. Les courbes rouges sont des ajustements d'enveloppe exponentiel décroissant.

perles sont beaucoup plus élevées que la transmission d'environ cinq ordres de grandeur. Ce sont ces perles qui limitent la durée de vie des photons dans ces nanocavités et donc leurs facteurs de qualité Q [76]. On peut distinguer deux types de perles : les perles dans le plan et les perles hors du plan. Les perles dans le plan peuvent être minimisées en augmentant le nombre de trous des miroirs. Néanmoins, ceci induira une augmentation du volume modal. Quant aux perles hors du plan, elles demandent une compréhension plus profonde qui fait l'objet de la partie suivante.

Pour résumer, l'optimisation du facteur de qualité Q des nanocavités repose sur la réduction des perles L_p . Il est donc nécessaire d'effectuer une ingénierie sur les miroirs

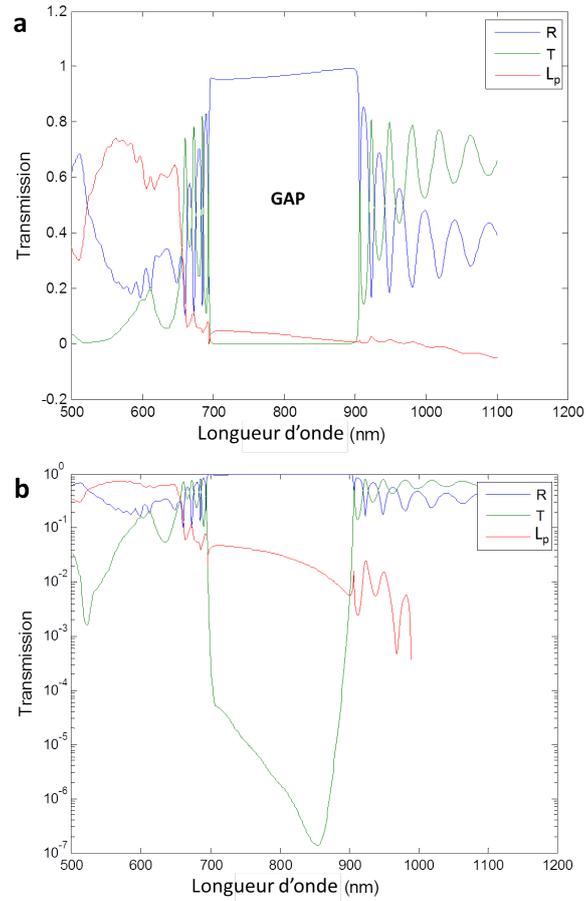


FIGURE 1.4 – Évolution de la réflexion R , de la transmission T et des pertes L_p en fonction de la longueur d'onde sur la figure **a** et en échelle logarithmique sur la figure **b**, pour un miroir à cristal photonique périodique de période $a_0 = 210$ nm. La longueur d'onde de 800 nm est au milieu du gap.

afin d'aboutir à la condition $L_p \ll T$, c'est à dire que les pertes restent négligeables devant la transmission, la relation $R + T + L_p = 1$ étant respectée.

1.1 Ingénierie de la nanocavité

1.1.1 Principe

Le principe utilisé est celui du "confinement doux" plus connu sous l'appellation en anglais "gentle confinement" [77] dans le but est de réduire considérablement les pertes. Comme nous le verrons par la suite, cette approche utilise une méthode d'apodisation

d'où son autre appellation. Pour bien en saisir le concept, considérons une cavité Fabry-Pérot simple de longueur $L = 2.5\lambda$, constituée de deux miroirs parfaits, comme dans la Fig. 1.5. D'après la Fig. 1.6a, le mode résonant dans cette nanocavité est une onde stationnaire ayant une enveloppe de champ plate qui se termine abruptement au niveau des miroirs. La transformée de Fourier de cette enveloppe représentée dans la Fig. 1.6b montre qu'il existe des vecteurs d'onde du mode dans le cône de lumière ("Leaky region"), synonyme de fuite hors de la nanocavité. Ce sont ces fuites qui limitent le facteur de qualité de la nanocavité. Noda et al. [78] ont démontré que la contribution des vecteurs d'onde dans le cône de lumière est moindre, voire nulle, lorsque l'enveloppe du mode est gaussienne, comme indiqué sur les Figs. 1.6c et d. Ils obtiennent ainsi des nanocavités ayant des facteurs de qualité jusqu'à 100 fois supérieurs à ceux de nanocavités conventionnelles.

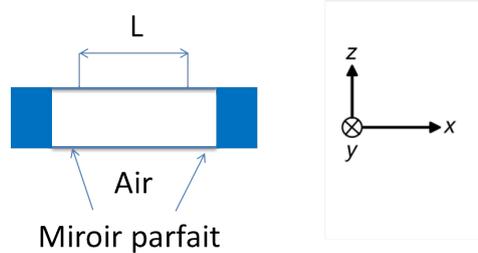


FIGURE 1.5 – Nanocavité Fabry-Pérot de longueur $L = 2.5\lambda$ avec deux miroirs plans parfaits. Source : [78]

En réalité, l'enveloppe du champ ne se termine pas abruptement dans les miroirs, mais comme on l'a vu précédemment, suit une exponentielle décroissante dans le miroir. Le "gentle confinement" consiste à transformer cette enveloppe exponentielle décroissante en enveloppe gaussienne en faisant évoluer linéairement le coefficient d'atténuation q du miroir. En effet si on considère que le facteur d'atténuation q évolue linéairement en fonction de la profondeur de pénétration x dans le miroir, alors on peut écrire $q = Bx$. Finalement, l'exponentielle décroissante $e^{-q \cdot x}$ devient une gaussienne e^{-Bx^2} . En d'autres termes, le "gentle confinement" revient à faire évoluer adiabatiquement le mode depuis le mode externe vers le mode interne propre de la nanocavité comme l'a souligné Ph. Lalanne [79]. Cette explication permet de comprendre la raison

physique de la diminution des pertes.

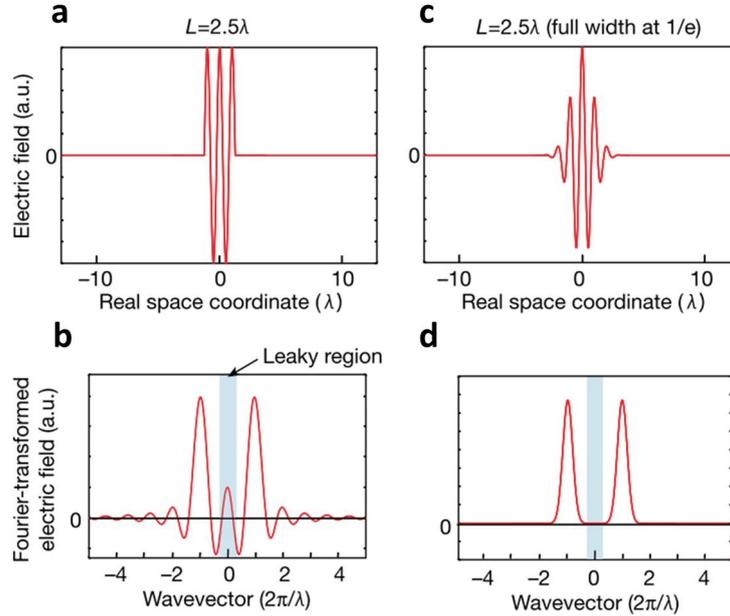


FIGURE 1.6 – Les images **a** et **b** représentent respectivement l’enveloppe carrée du mode de la nanocavité et sa transformée de Fourier dans l’espace des vecteurs d’onde. Les images **c** et **d** représentent respectivement l’enveloppe gaussienne du mode de la nanocavité et sa transformée de Fourier. Le rectangle gris représente le cône de lumière. Les composantes du vecteur d’ondes dans cette zone comme dans l’image **c** montre que, pour un mode dont l’enveloppe est carrée, il existe des fuites dans la direction verticale. Source : [77]

1.1.2 Méthodologie

Nous décrivons ici la méthode de conception des nanocavités à fort facteur de qualité par apodisation conduisant au "gentle confinement" comme nous l’avons présenté dans le paragraphe précédent. Le but est d’obtenir un miroir de nanocavité dans lequel l’atténuation q varie linéairement en fonction de la profondeur de pénétration. Or, comme montré en Fig. 1.3, q dépend du gap du cristal photonique, que l’on peut manipuler en modifiant les paramètres géométriques de celui-ci. Pour cela on peut changer au choix :

1. la période a des trous,
2. la largeur l du cristal photonique,

3. le rayon r des trous.

Les méthodes que j'ai utilisées au cours de ma thèse pour manipuler le gap reposent sur la modification de la période ou de la largeur du cristal photonique. Dans le premier cas, j'ai adapté la méthode développée par Alexandre Bazin durant sa thèse au C2N, dirigée par Fabrice Raineri, pour réaliser des nanocavités à mode diélectrique où le champ du mode est localisé dans le matériau, entre les trous du cristal photonique. Pour le second cas, je me suis inspiré des travaux de Loncar [26] pour la conception de nanocavités dites à mode air, où le champ du mode est localisé dans les trous d'air du cristal photonique.

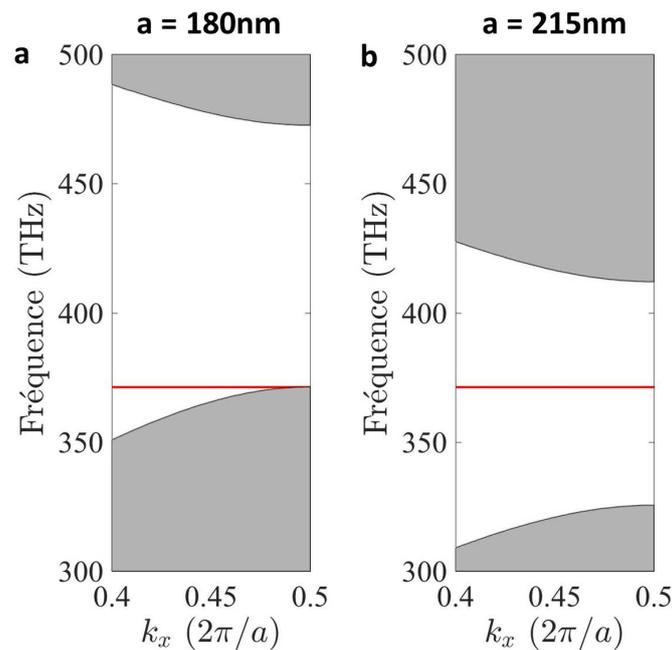


FIGURE 1.7 – Courbes représentant le gap photonique pour un cristal photonique d'une largeur $l = 300$ nm, d'une épaisseur $e = 150$ nm et d'une période : a) $a_0 = 180$ nm et b) $a_0 = 215$ nm. Le rayon des trous est $r = 60$ nm et l'indice du matériau est $n = 3.3137$. La ligne rouge à 370 THz ($\lambda = 800$ nm) représente la fréquence optique de résonance visée. Elle est en bord de bande pour $a_0 = 180$ nm et au milieu du gap pour $a_0 = 215$ nm.

1.2 Nanocavités à modes diélectriques

Les nanocavités à modes diélectriques sont caractérisées par des modes de résonances dont le champ électromagnétique est confiné dans le diélectrique, entre les trous du cristal photonique. Le design, la fabrication puis l'étude de ce type de nanocavités constituent la plus grande partie de mon travail de thèse. Dans ce qui suit, je vais détailler la méthode adoptée pour optimiser ces nanocavités par apodisation de la période et obtenir un fort Q . Tout d'abord, nous fixons la longueur d'onde λ_0 de la résonance visée à environ 800 nm, représentative des résonances optiques des atomes de Rubidium (780 nm), de Cesium (852 nm) ou encore d'Argon (811 nm). Cette longueur d'onde doit coïncider avec le bord du gap à la position $x = 0$, c'est-à-dire au centre de la nanocavité. Cela est obtenu pour une période a_0 du cristal photonique, pour laquelle le facteur d'atténuation q est faible. Puis, pour augmenter q , on décale le gap du cristal photonique en modifiant la période de telle sorte à ce que la longueur d'onde de résonance soit au milieu du gap, comme nous pouvons le voir sur la Fig. [1.7](#).

Par la suite, nous détaillerons la méthode mathématique pour réaliser l'ingénierie sur la période du miroir et obtenir une loi de répartition des périodes en fonction de l'axe de propagation. Dans le but d'obtenir une nanocavité monomode pour une longueur d'onde du mode fondamental autour de 800 nm, nous considérerons un miroir périodique d'une épaisseur e de l'ordre de $\lambda/2n$ où $n = 3.3137$ est l'indice de réfraction du GaInP à 800 nm, soit environ 120 nm. Nous ajustons tous les autres paramètres pour obtenir exactement la longueur d'onde visée : le rayon r vaut 60 nm, l'épaisseur e est ajustée à 150 nm et la largeur l est de 300 nm. La période initiale a_0 est de 180 nm. Pour cette période, λ est au bord du gap photonique, le facteur d'atténuation q est donc le plus faible. Le champ électromagnétique est polarisé dans la plan de la nanocavité, selon l'axe y . Nous réalisons des calculs FDTD pour simuler l'évolution du champ électromagnétique pour différentes longueurs d'ondes et pour différentes périodes, similaires à celles de la Fig. [1.3](#). De ces simulations, nous pouvons déduire le facteur d'atténuation du mode pour des périodes allant de a_0 à a_{max} valant 215 nm, période à laquelle la longueur d'onde visée λ se trouve au milieu du gap et donc ayant le facteur d'atténuation q le plus élevé. De là, nous traçons l'atténuation en fonction de

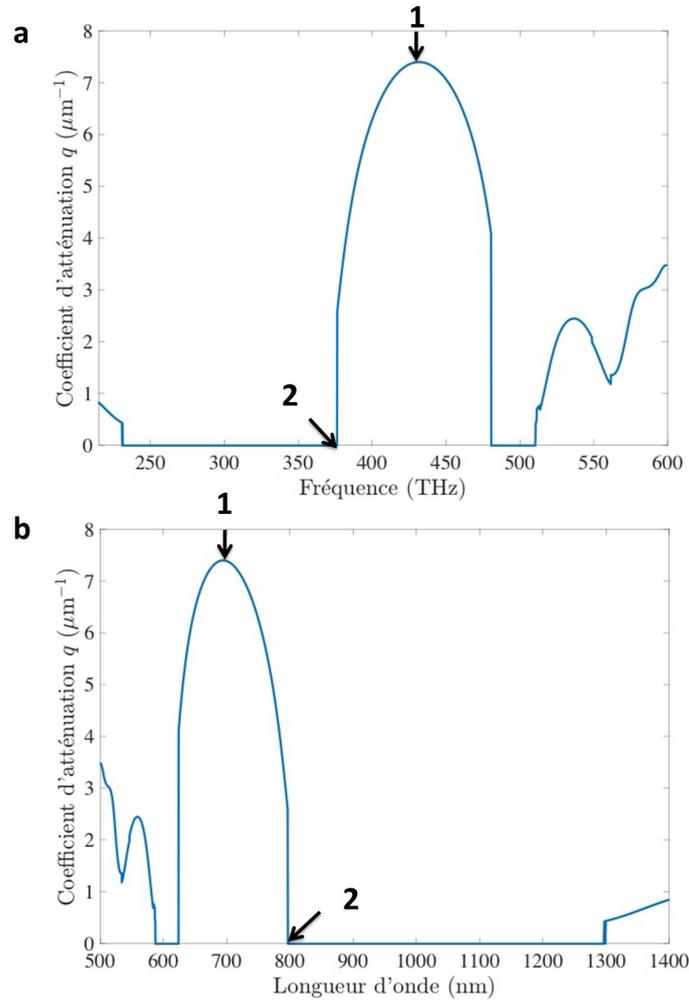


FIGURE 1.8 – Évolution du facteur d'atténuation q en fonction de la fréquence en **a** et de la longueur d'onde en **b**. A côté des paraboles, nous trouvons un bruit de simulation. En **1** : milieu de gap. La réflexion du miroir y est la plus forte pour la longueur d'onde de 700 nm. En **2** : bord du gap où se trouve la fréquence de coupure. La réflexion du miroir y est la plus faible pour la longueur d'onde de 811 nm. La bande de valence est située à gauche du milieu du gap en fréquence et à droite de la courbe en longueur d'onde. Simulations réalisées pour $a_0 = 180$ nm, $e = 150$ nm, $l = 300$ nm et $r = 60$ nm.

la fréquence pour une période donnée, comme représenté par exemple dans la Fig. [1.8](#) pour $a = 180$ nm. Pour une valeur donnée de la période, la courbe $q(f)$ peut être approximée au bord du gap du côté de la bande de valence (point "2" sur la Fig. [1.8](#))

par :

$$q_a = \sqrt{\frac{f - f_a^{cut}}{A_a}}, \quad (1.1)$$

où A_a est un paramètre dépendant de la période. Il est obtenu en faisant un ajustement en bord de bande de $q(f)$ obtenue par calcul FDTD à l'aide de l'expression eq. (1.1). En faisant le même ajustement pour différentes périodes, nous obtenons l'évolution de A_a en fonction de la période a du cristal photonique, représentée dans la Fig. 1.9a en fonction de $a - a_0$. De la même manière, nous avons déduit pour chaque période la fréquence de coupure, qui évolue selon la relation

$$f_a^{cut} = \frac{K}{a} + f_t, \quad (1.2)$$

où f_t est une constante que nous exprimons en fonction de la période a_0 et sa fréquence de coupure associée $f_{a_0}^{cut}$. La Fig. 1.9b montre l'évolution de la fréquence de coupure f_a^{cut} en fonction de $1/a$. Un ajustement linéaire donne $K = 4.78 \times 10^6$ Hz.m et $f_t = 106.15$ THz.

Nous pouvons réécrire l'équation (1.1) de la façon suivante :

$$q_a = \sqrt{\frac{f - f_{a_0}^{cut} - K\left(\frac{1}{a} - \frac{1}{a_0}\right)}{A_a}} \quad (1.3)$$

Le paramètre A_a est finalement obtenu en réalisant un ajustement des courbes de la fonction $q(f)$ du côté de la bande de valence. Sa variation en fonction de la période a est linéaire et peut être écrite :

$$A_a(a) = A_0 + \alpha(a - a_0) \quad (1.4)$$

où A_0 vaut 0.53 Hz.m² et $\alpha = 4.18 \times 10^6$ Hz.m. Dans certains cas, le produit $\alpha(a - a_0)$ reste négligeable devant A_0 . On pourra alors considérer que $\alpha \simeq 0$ et que $A_a \simeq A_0$. Néanmoins dans cette thèse je considérerai aussi le cas où $\alpha \neq 0$.

Maintenant que nous avons exploré la dépendance des pertes dans le gap du cristal

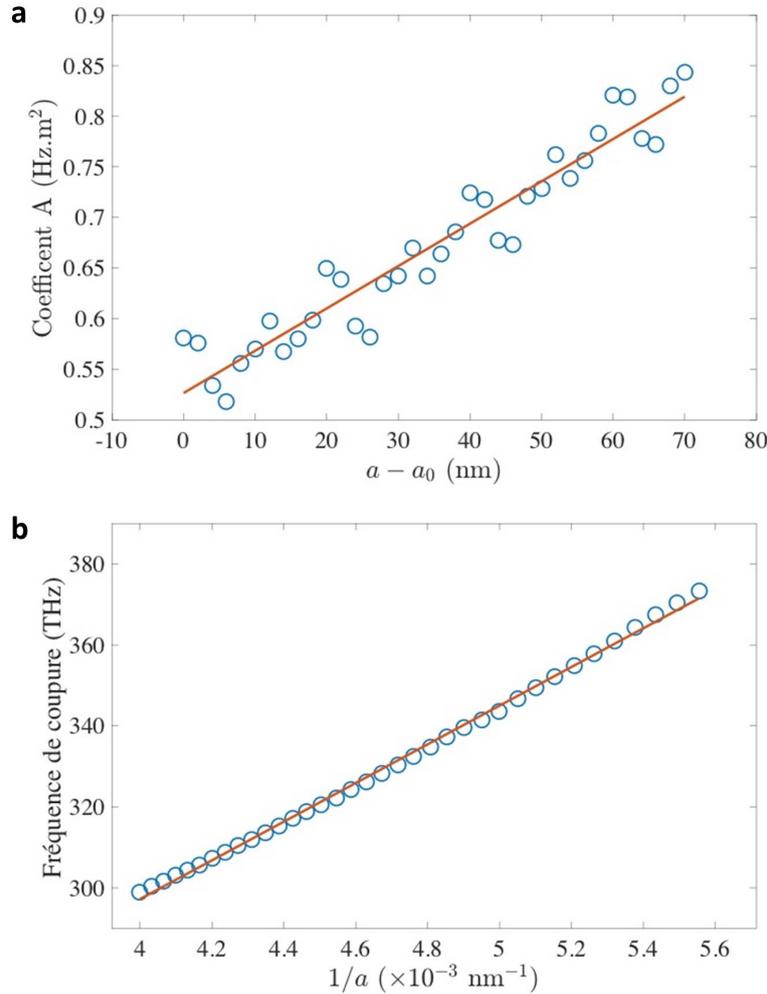


FIGURE 1.9 – Évolution des paramètres d'ingénierie de la nanocavité dans le but de sa modification. La figure **a** montre l'évolution du coefficient A_a en fonction de la différence des périodes $a - a_0$ où $a_0 = 180 \text{ nm}$. La figure **b** montre l'évolution de la fréquence de coupure en fonction de l'inverse de la période.

photonique en fonction de la fréquence et de la période a , nous avons toutes les informations pour créer une nanocavité à cristal photonique avec un profil gaussien pour le mode de résonance en trouvant une loi de répartition de la période en fonction de l'axe de propagation x . Supposons qu'à partir du milieu de la nanocavité d'abscisse $x = 0$, nous commençons à faire varier la période le long de la structure afin d'obtenir une variation linéaire du facteur d'atténuation q :

$$q(x) = Bx \quad (1.5)$$

avec B une constante exprimé en m^{-2} . C'est un paramètre ajustable que l'on fixe en choisissant la largeur du mode à mi-hauteur. En effet, il est facile de montrer que la largeur à mi-hauteur ($FWHM$) du champ du mode de la nanocavité vaut $FWHM = 2\sqrt{\ln(2)/B}$. Le centre de la nanocavité a une période initiale a_0 fixée de telle sorte à ce que la fréquence du mode de la nanocavité f_{cav} soit égale à la fréquence $f_{a_0}^{cut}$. Pour $f = f_{cav}$, l'expression [1.3](#) donne :

$$q_a = \sqrt{\frac{K(\frac{1}{a_0} - \frac{1}{a})}{A_a}} \quad (1.6)$$

En l'égalisant à l'Eq. [1.5](#), on obtient l'équation suivante :

$$\alpha B^2 x^2 a(x)^2 + (A_{t0} B^2 x^2 - \frac{K}{a_0}) a(x) + K = 0 \quad (1.7)$$

avec $A_{t0} = A_0 - \alpha a_0$. Deux cas s'offrent à nous en fonction du paramètre α :

1. $\alpha = 0$: on obtient la solution approximative :

$$a(x) = \frac{a_0}{1 - \frac{A_0 B^2 a_0}{K} x^2}. \quad (1.8)$$

Ou bien,

2. $\alpha \neq 0$: l'équation [\(1.7\)](#) est une équation du second degré en fonction de $a(x)$.

Pour la résoudre, on calcule son discriminant donné par

$$\begin{aligned} \Delta(x) &= (A_{t0} B^2 x^2 - \frac{K}{a_0})^2 - 4\alpha B^2 x^2 K \\ &= A_{t0}^2 B^4 x^4 - 2B^2 K (\frac{A_{t0}}{a_0 + 2\alpha}) x^2 + \frac{K^2}{a_0^2}. \end{aligned} \quad (1.9)$$

Les solutions de l'équation [\(1.7\)](#) dépendent du signe de l'équation [\(1.9\)](#) qui est elle-même une équation du quatrième degré en fonction de x . Il est donc nécessaire de passer par une étape supplémentaire pour trouver les deux solutions de l'équation [\(1.9\)](#). On

pose alors $Z = x^2$, ce qui nous donne,

$$\Delta(Z) = A_{t0}^2 B^4 Z^2 - 2B^2 K \left(\frac{A_{t0}}{a_0 + 2\alpha} \right) Z + \frac{K^2}{a_0^2}. \quad (1.10)$$

dont le discriminant est

$$\delta(Z) = 16B^2 K^2 \alpha \left(\frac{A_{t0}}{a_0} + \alpha \right) > 0. \quad (1.11)$$

L'équation (1.11), étant toujours positive, le discriminant $\Delta(Z)$ possède deux solutions que nous appellerons Z_+ et Z_- :

$$Z_{\pm} = \frac{K}{A_{t0}^2 B^2} \left(\left(\frac{A_{t0}}{a_0} + 2\alpha \right) \mp 2\sqrt{\alpha \left(\frac{A_{t0}}{a_0} + \alpha \right)} \right). \quad (1.12)$$

Les deux solutions positives peuvent être utilisées pour réécrire $\Delta(x)$ sous forme factorisée :

$$\Delta(x) = (x - \sqrt{Z_+})(x + \sqrt{Z_+})(x - \sqrt{Z_-})(x + \sqrt{Z_-}). \quad (1.13)$$

Entre $\sqrt{Z_-}$ et $\sqrt{Z_+}$, il n'y a pas de solution pour $a(x)$ car $\Delta(x)$ est négatif et les solutions de a seraient purement imaginaires et donc non physiques. Puisque nous commençons l'ingénierie à partir de l'abscisse 0, alors on ne conservera que l'intervalle $]0, \sqrt{Z_-}[$. Donc pour l'équation (1.7), on a deux solutions, a_+ et a_- , mais on ne conserve que la deuxième car a_+ tend vers l'infini quand α tend vers 0, contredisant la solution (1.8) pour $\alpha = 0$.

$$a_- = \frac{-(A_{t0} B^2 x^2 - \frac{K}{a_0}) - \sqrt{(A_{t0} B^2 x^2 - \frac{K}{a_0})^2 - 4\alpha B^2 x^2 K}}{2\alpha B^2 x^2} \quad (1.14)$$

Il s'agit maintenant de disposer les trous du cristal photonique formant le miroir avec des périodes suivant la solution (1.14), tout en respectant deux conditions. La première consiste à ce que x_{max} , la position du dernier trou du cristal photonique ne dépasse pas la borne $\sqrt{Z_-}$. La seconde condition consiste à ce que la période du dernier trou soit la période pour laquelle le coefficient d'atténuation q soit le plus élevé. Pour cette

période, la longueur d'onde de résonance est située au milieu du gap. L'atténuation maximale $q \simeq 6,5 \mu\text{m}^{-1}$ est atteinte pour $a \simeq 215 \text{ nm}$.

Nous allons maintenant faire l'ingénierie du miroir de la nanocavité en disposant les trous suivant l'équation (1.14). En réalité, la variation de a se fait de façon discontinue. Nous avons pour cela suivie la méthode de celle décrite dans la thèse d'Alexandre Bazin [80]. Il s'agit d'une discrétisation pour la distribution des périodes selon l'axe de propagation x qui rend l'approche faisable technologiquement.

On considère le centre de notre nanocavité $x = 0$, entre deux trous formant la première période ($a_0 = 180 \text{ nm}$). Le maximum du champ sera alors localisé à cette position. Nous nous concentrerons sur la partie des $x > 0$. Le second miroir de la nanocavité ($x < 0$) sera construit par symétrie. Nous commençons par fixer la largeur à mi-hauteur de l'enveloppe gaussienne du mode fondamental. Dans notre cas, nous avons choisi $1 \mu\text{m}$ car pour des raisons technologiques, nous ne pouvions choisir plus grand. En effet, au-delà de $1 \mu\text{m}$, le nombre de trous devient très grand ce qui augmente considérablement le temps de fabrication des cavités. De plus, le volume modal devient plus grand. Enfin, ce choix donne des résultats numériques satisfaisants comme nous le verrons par la suite. On choisit la première position du trou à la moitié de la période centrale a_0 :

$$x_0 = \frac{1}{2}a_0 \quad (1.15)$$

Comme illustré sur la Fig. 1.10, nous décidons d'arranger les trous par bloc d'une période. Le trou i sera placé selon la relation :

$$x_i = x_{i-1} + a_i \quad (1.16)$$

A partir de là, il ne reste plus qu'à établir la formule pour trouver exactement a_i . Il faut alors égaliser a_i et l'Eq. 1.14 :

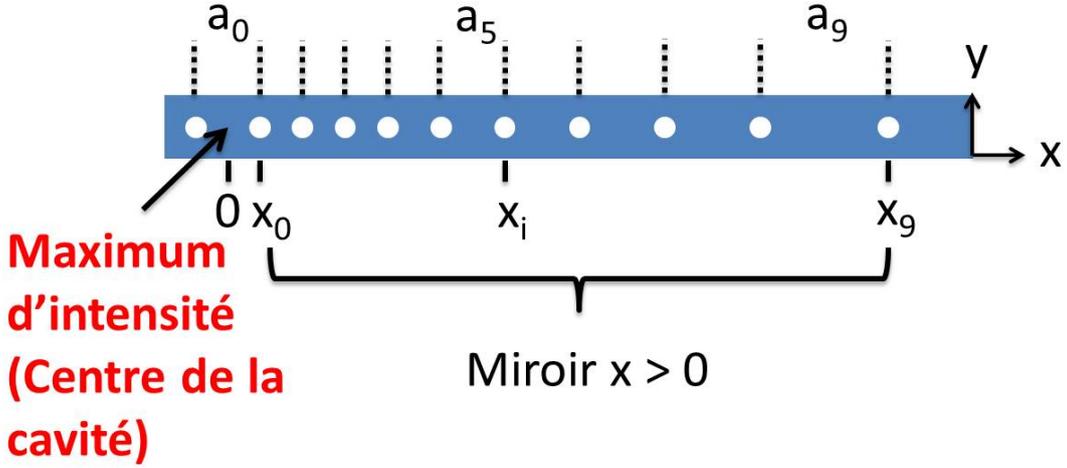


FIGURE 1.10 – Schéma de la méthode de construction discrète d'un miroir modifié. Sur l'axe x , le 0 est le milieu de la nanocavité là où se trouve le maximum du mode, les a_i représentent les périodes et les x_i les positions des trous. Seul le miroir de la nanocavité dans la partie des $x > 0$ est représenté.

$$a_i = \frac{-(A_{t0}B^2x_i^2 - \frac{K}{a_0}) - \sqrt{(A_{t0}B^2x_i^2 - \frac{K}{a_0})^2 - 4\alpha B^2x_i^2K}}{2\alpha B^2x_i^2} \quad (1.17)$$

Après résolution de cette équation, nous obtenons la répartition discrète de la période en fonction de l'axe de propagation x . En effet, comme nous pouvons le voir sur la Fig. 1.11, l'évolution est discrétisée en suivant la solution exacte (courbe bleue) donnée par l'équation (1.14). Nous avons également représenté en rouge dans la Fig. 1.11 la solution approximative donnée par l'équation (1.8). A $x = 5.5 \mu\text{m}$, la période maximale est atteinte, et donc on arrête d'ajouter des trous avec des périodes plus grandes et pour lesquelles l'atténuation q est moins élevée. Afin d'augmenter la réflectivité du miroir, nous pouvons dans certains cas, que je détaillerai par la suite, rajouter des trous supplémentaires avec des périodes a_{max} . Une simulation sur le logiciel LUMERICAL permet de calculer les résonances de la nanocavité, les facteurs de qualité des différents modes de la nanocavité, ainsi que les volumes modaux correspondants. Le tableau 1.12 reproduit ces résonances ainsi que leur facteur de qualité. Le mode fondamental a un

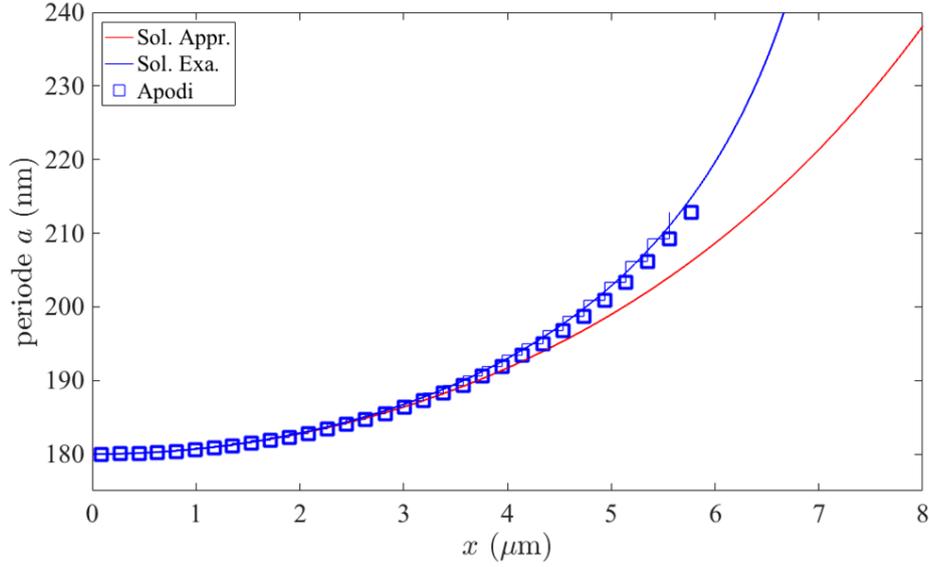


FIGURE 1.11 – Les carrés bleus représentent l'évolution quadratique de la période en fonction de l'axe de propagation x . En bleu, la solution exacte donnée par l'équation (1.14). En rouge, la solution approximative (1.8) en considérant que α vaut zéro. La période $a \simeq 215$ nm pour laquelle le coefficient d'atténuation maximum, est atteinte à $x \simeq 5.5 \mu\text{m}$.

facteur de qualité $Q = 1.5 \times 10^7$ pour une longueur d'onde de résonance de 811 nm. Le volume de ce mode de résonance est de $0.01 \mu\text{m}^3$, soit $V_m = 0.7(\lambda/n)^3$.

| Resonances (nm) | Q factors |
|-----------------|------------|
| 811.24 | 15 242 800 |
| 823.27 | 3 686 410 |
| 836.59 | 2 463 050 |
| 850.12 | 180 623 |
| 863.71 | 21 718 |

FIGURE 1.12 – Tableau regroupant les longueurs d'ondes des résonances de la nanocavité apodisée, obtenues par calcul FDTD avec LUMERICAL. La ligne rouge indique le mode optique fondamental qui a une longueur d'onde de 811 nm et un facteur de qualité supérieur à 10^7 .

Sur la Fig. 1.13a, nous avons représenté l'amplitude $|E_y|$ du champ électromagnétique du mode fondamental à 811 nm le long de la nanocavité. Comme attendu, on voit que le champ est le plus intense entre les trous au centre de nanocavité. La Fig. 1.13b

représente l'évolution de l'amplitude du champ suivant l'axe x , direction de propagation. En rouge est représentée l'enveloppe gaussienne du champ en accord avec la modélisation.

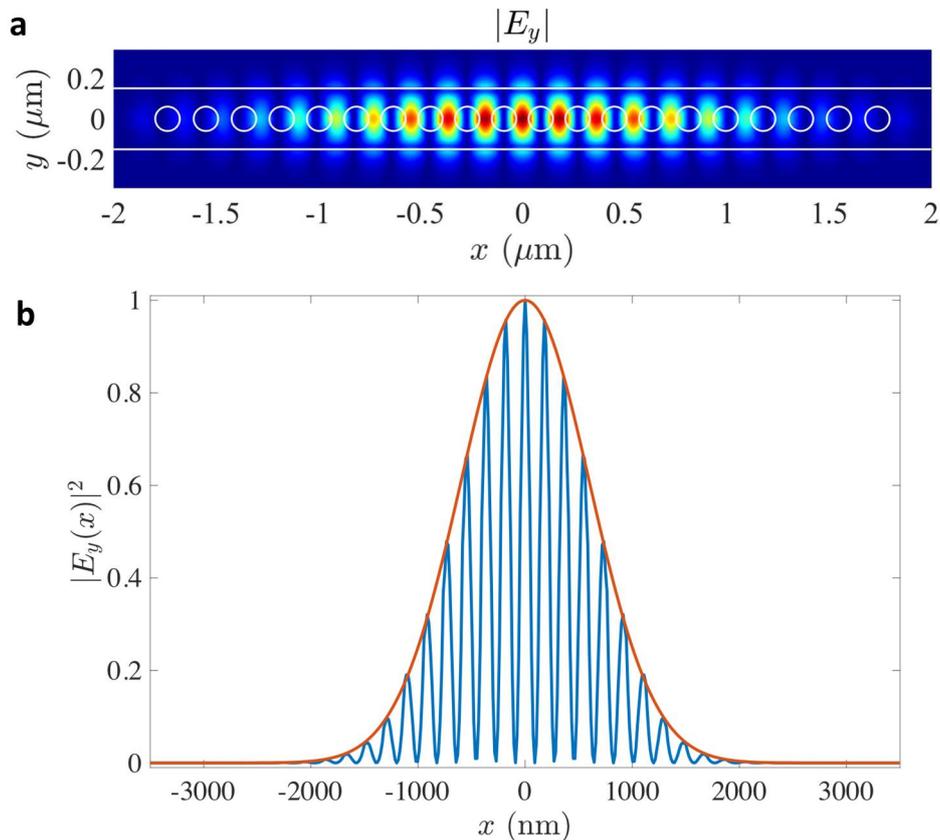


FIGURE 1.13 – **a** : Évolution de l'amplitude du champ du mode fondamental à 811 nm dans le plan (xy) de la nanocavité. **b** : Évolution du champ suivant l'axe x du même mode. La courbe rouge indique l'enveloppe gaussienne associée. Les figures **a** et **b** montrent que les maxima de l'amplitude du champ électromagnétique sont localisés dans le diélectrique entre les trous d'air.

Sur la Fig. [1.14a](#) est représentée l'évolution du champ suivant la direction verticale y . En gris est représentée la largeur (300 nm) du guide contenant la nanocavité. Sur la Fig. [1.14b](#), est représentée l'évolution du champ suivant la direction transverse z . En gris est représentée l'épaisseur (150 nm) du guide contenant la nanocavité. Les figures montrent un étalement du champ en dehors de la nanocavité. Le mode a une extension assez grande selon les deux axes y et z , ce qui permettra de le faire interagir avec des

atomes piégés proche de la nanocavité [27] ou avec des atomes passant à incidence rasante de la surface.

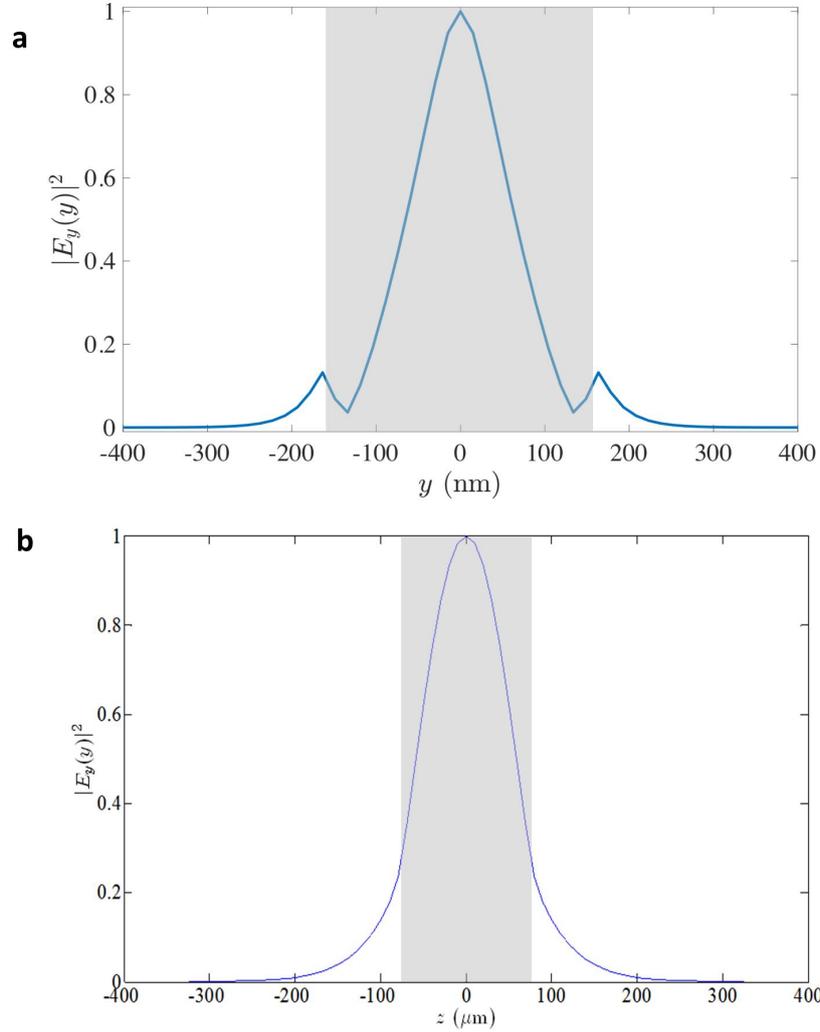


FIGURE 1.14 – En **a** : Évolution du champ dans le plan transverse selon y en $x = 0$. En gris, est représentée la largeur du guide de la nanocavité qui vaut 300 nm. En **b** : Évolution du champ dans le plan transverse selon z en $x = 0$. En gris, est représentée l'épaisseur du guide de la nanocavité qui vaut 150 nm.

Comme discuté en début de ce chapitre, lorsque l'enveloppe du champ est gaussienne, sa transformée de Fourier l'est aussi, comme représentée dans la Fig. [1.15]a. Ici, la transformée de Fourier du champ est centrée autour de $k = \pi/a_0$, où $a_0 = 180$ nm, soit $k = 1.74 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$. Dans le cône de lumière défini par la zone en gris jusqu'à $k_m = 2\pi/\lambda = 0.77 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$, où $\lambda = 811$ nm, la contribution de la transformée de

Fourier du champ est faible. C'est ce qui explique les forts facteurs de qualités obtenus. Dans la Fig. 1.15 b, où l'échelle est logarithmique, on voit que cette contribution est 5 ordres de grandeur plus faible.

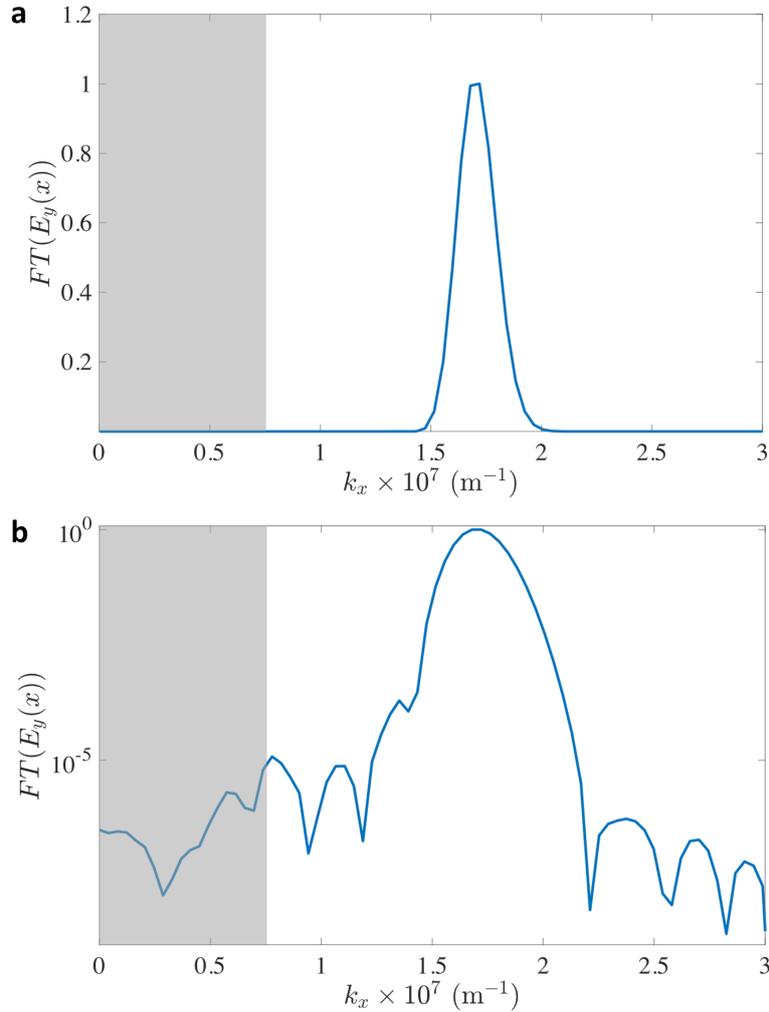


FIGURE 1.15 – Transformée de Fourier de la composante du champ électromagnétique E_y du mode fondamental en fonction du vecteur d'onde k_x sur une échelle linéaire en (a) et une échelle logarithmique en (b). La zone grise représente le cône de lumière dans le vide limité à $k_m = 2\pi/\lambda$ où $\lambda = 811$ nm est la longueur d'onde de résonance.

Impact des différents paramètres géométriques

Dans cette partie nous verrons l'impact des paramètres géométriques sur les propriétés optiques des nanocavités. Cette étude nous permettra de dégager l'influence

de ces paramètres sur les longueurs d'onde des résonances ainsi que sur les facteurs de qualités. Nous pourrions ainsi anticiper l'influence des défauts technologiques inévitables lors de la fabrication. En effet, l'incertitude de fabrication étant de quelques nanomètres, il est illusoire d'espérer qu'un mode de résonance de la nanocavité (fondamental, de préférence) coïncidera exactement avec une résonance atomique même si cela est le cas lors de la conception. D'un point de vue pratique, nous sommes donc contraints de fabriquer un grand nombre de nanocavités en faisant évoluer les paramètres géométriques d'une nanocavité à une autre, pour accorder les modes des résonances et les faire coïncider avec les résonances atomiques. Une accordabilité plus fine peut être obtenue en changeant la température des nanocavités. Elle devrait permettre d'avoir un "bouton" externe pour finaliser l'accord entre la résonance de la nanocavité et la résonance atomique. Cette accordabilité n'a pas été simulée ici car nous ne connaissons pas la dépendance de l'indice de réfraction du GaInP en fonction de la température mais par comparaison avec d'autres matériaux III-V loin de la bande interdite électronique, on peut espérer une accordabilité de 0,1 nm/K [81].

La Fig. 1.16 montre l'évolution de la longueur d'onde de résonance du mode fondamental en fonction de la période centrale a_0 et pour différents rayons de trous du cristal photonique. La longueur d'onde de résonance croît avec la période d'environ 4 nm pour une augmentation de 1 nm de la période centrale, et décroît d'environ 4 nm lorsque le rayon est augmenté de 1 nm. Ces variations de la période et du rayon n'affectent que faiblement le facteur de qualité du mode fondamental comme le montre la Fig. 1.17 où on constate qu'il reste toujours supérieur à 10^6 .

1.3 Nanocavités à modes airs

Le principe de l'ingénierie consistant à décaler le gap progressivement dans le but d'avoir un miroir où q varie linéairement pour la longueur d'onde de résonance, peut être appliqué à des paramètres autres que la période, comme par exemple la largeur du guide ou le rayon des trous. Dans notre cas, une ingénierie sur la largeur du guide a été appliquée pour réaliser des nanocavités où les champs des modes des résonances sont localisés dans les trous du cristal photonique. Nous travaillons pour cela du côté de la

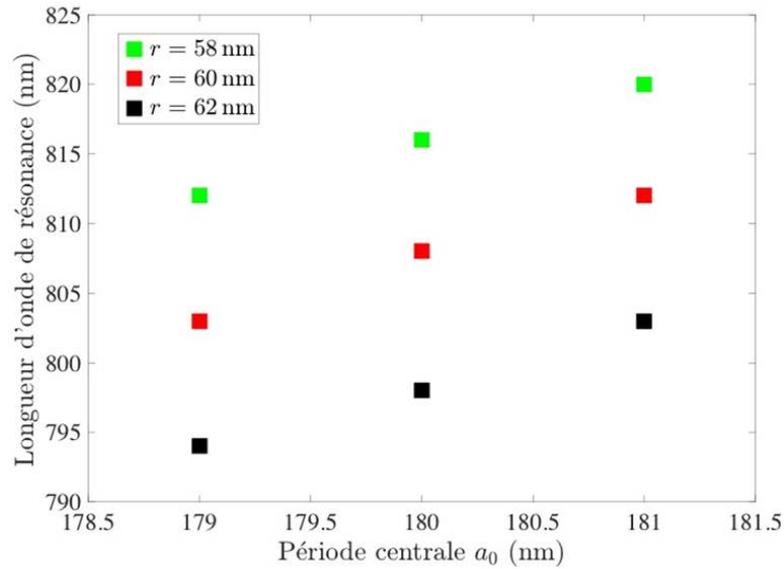


FIGURE 1.16 – Évolution de la longueur d'onde de résonance du mode fondamental en fonction de la période a_0 pour différents rayons de trous.

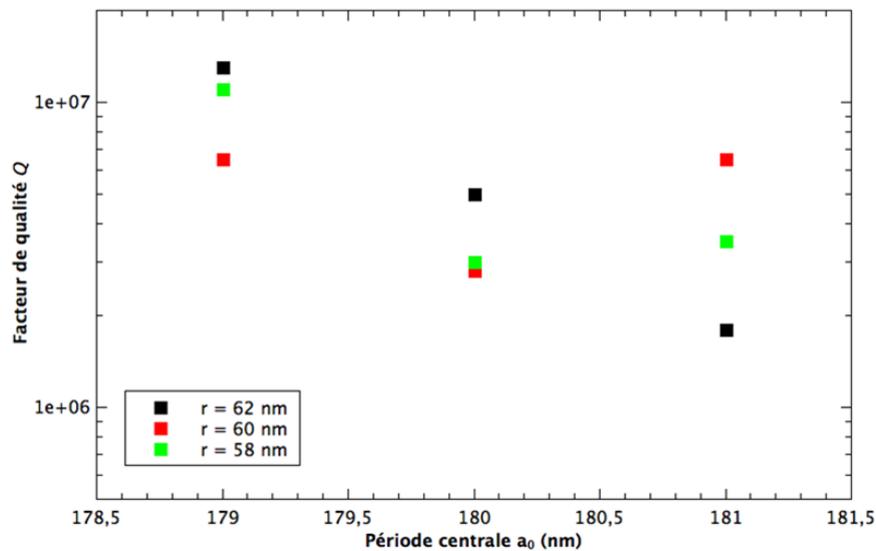


FIGURE 1.17 – Évolution du facteur de qualité du mode fondamental en fonction de la période a_0 pour différents rayons de trous.

bande de conduction, appelée aussi bande air. Une telle situation peut être intéressante pour minimiser l'interaction entre le matériau et les atomes, ou pour éviter que ces derniers s'attachent au matériau. De plus, ceci a la particularité d'ouvrir une nouvelle approche pour l'interaction avec les atomes puisque ces derniers peuvent passer à

travers les trous en profitant de l'exaltation du champ, voir être approchés plus en profondeur dans le mode de la nanocavité pour des atomes piégés dans un piège optique. Comme pour le cas des nanocavités à modes diélectriques, nous commençons par placer la fréquence de résonance du mode visé en bord de bande, mais cette fois en bord de la bande air. Dans le cas du GaInP ($n = 3.3137$) et pour une longueur d'onde de résonance $\lambda = 800$ nm, ceci est obtenu lorsque la largeur du guide vaut $L = 437,5$ nm, la période du cristal photonique vaut $a = 260$ nm, et le rayon des trous vaut $r = 90$ nm. Il est important de noter, que pour obtenir une longueur d'onde de résonance à 800 nm proche de la bande de conduction, en maintenant une largeur de 300 nm, le rayon des trous et la période deviennent inaccessibles technologiquement car ils sont encore plus petits que $r = 60$ nm et $a = 180$ nm. C'est pour cette raison que nous avons choisi une apodisation de la largeur pour réaliser des nanocavités à modes airs en gardant des trous de tailles raisonnables technologiquement.

Pour réaliser cette apodisation, nous nous sommes basés cette fois sur l'étude de l'équipe de Loncar [26] pour établir la loi de répartition de la largeur. Néanmoins, le principe est le même que celui utilisé pour réaliser des nanocavités à modes diélectriques. Il s'agit de faire varier la largeur du guide le long du miroir pour que la longueur d'onde de résonance soit en bord de bande au centre de la nanocavité, jusqu'à être au milieu du gap en bout de miroir. Cette variation doit suivre une loi tel que le facteur d'atténuation q varie linéairement en fonction de x . Loncar et al. ont montré que ceci est obtenu lorsque la largeur varie quadratiquement avec la longueur du miroir. Comme celle-ci est un multiple de la période, qu'on appellera segment, on obtient la relation simple

$$L_i = L_c + \frac{i^2}{N_t^2}(L_e - L_c), \quad (1.18)$$

où L_i est la largeur du $i^{\text{ème}}$ segment. L_c et L_e sont respectivement les largeurs des guides au centre et en bord de la nanocavité. N_t est le nombre de segments et donc de trous formant chaque miroir de la nanocavité. Pour rappel, les segments ont tous une longueur égale à la période $a = 260$ nm. Contrairement au cas précédent, le nombre de trous N_t fixera la largeur du mode de résonance et donc son volume.

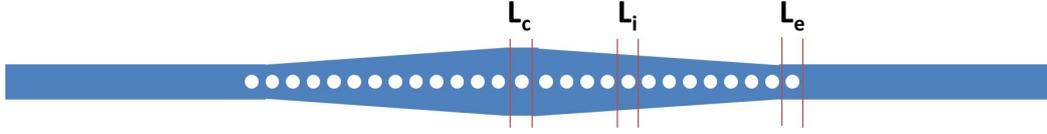


FIGURE 1.18 – Schéma de principe de l'ingénierie en largeur d'une nanocavité. L_c , L_e et L_i sont respectivement la largeur du segment central, la largeur du segment final et la largeur du segment i , obtenue à partir de la relation (1.18).

Nous avons simulé, avec des calculs FDTD sur LUMERICAL, une nanocavité à mode air que nous avons construite en suivant l'algorithme (1.18) et où la largeur centrale $L_c = 437,5$ nm et la largeur finale $L_e = 314,5$ nm. La période du cristal photonique $a = 260$ nm et le rayon des trous $r = 90$ nm, l'épaisseur de la nanocavité étant toujours fixée à 150 nm et se trouve dans le semi-conducteur. Dans le même ordre d'idée que l'ingénierie sur la période, la largeur centrale que nous avons choisie assure que la longueur d'onde de résonance, qui est autour de 800 nm, se situe au bord du gap et la largeur finale assure qu'elle se place au milieu du gap, là où la réflexion du mode est maximale.

Après calcul, nous obtenons un facteur de qualité supérieur à 10^7 , un volume modal égale à $0.037 \mu\text{m}^3$, soit $V_m = 2.4(\lambda/n)^3$, pour une longueur d'onde de résonance du mode fondamental à 826 nm. Sur la Fig. 1.19a, nous avons représenté le profil du mode dans le plan de la nanocavité. Nous observons bien que le champ est plus intense dans les trous d'air que dans le GaInP. La Fig. 1.19b représente le profil du mode de résonance le long de la nanocavité. Là aussi, nous retrouvons l'enveloppe gaussienne que nous avons imposé lors du design. En prenant au total 30 trous, nous obtenons une largeur à mi-hauteur de $2 \mu\text{m}$. Le volume peut être encore réduit en diminuant la largeur à mi-hauteur du mode et cela en réduisant le nombre total de trous. Le facteur de qualité baissera certes mais restera tout de même suffisamment élevé pour que le couplage fort puisse être obtenu.

Les Fig. 1.20 et Fig. 1.21 représentent les intensités du mode fondamental selon la largeur et l'épaisseur du guide, montrant l'extension de celui-ci en dehors de la nanocavité, région où seront localisés les atomes. Ces informations seront très utiles pour calculer précisément l'efficacité d'interaction entre un atome et le mode de la

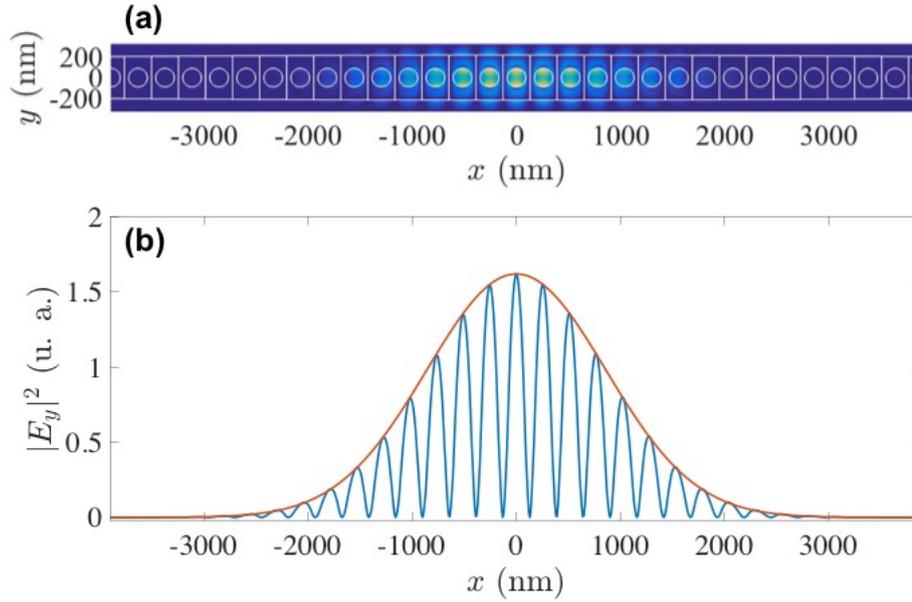


FIGURE 1.19 – (a) Représentation du profil du mode fondamental à 826 nm dans le plan xy , ainsi que la répartition du mode dans la nanocavité. (b) Profil du mode suivant l’axe de propagation x pour $y = 0$. La courbe en rouge représente un ajustement gaussien de l’intensité du mode. On obtient une largeur à mi-hauteur de $2 \mu\text{m}$.

nanocavité.

Nous constatons que le mode fondamental possède deux lobes selon l’axe y . Les maxima se trouvent au bord du trou. Au milieu du trou, il y a un minimum local pratiquement deux fois plus faible que les maxima du mode. Il possède aussi une partie évanescence s’étendant jusqu’à 300 nm de la surface latérale de la cavité. On y voit deux lobes de chaque côté. Le premier lobe est centré autour de 150 nm. Son intensité est pratiquement quatre fois moins élevée que l’intensité des maxima du lobes. Quant au second lobe, il est centré autour de 250 nm dans l’air et possède une intensité deux fois moins importante que l’intensité des maxima du mode. Cette géométrie du mode est intéressante pour l’interaction avec les atomes puisqu’elle permet une interaction assez loin de la surface, évitant ainsi à l’atome de se coller à la surface ou de subir les forces de Van der Waals.

Selon l’axe z , le mode possède un maximum au centre puis décroît jusqu’au bord de la surface à 150 nm. Selon cet axe, le mode possède aussi une extension décroissant jus-

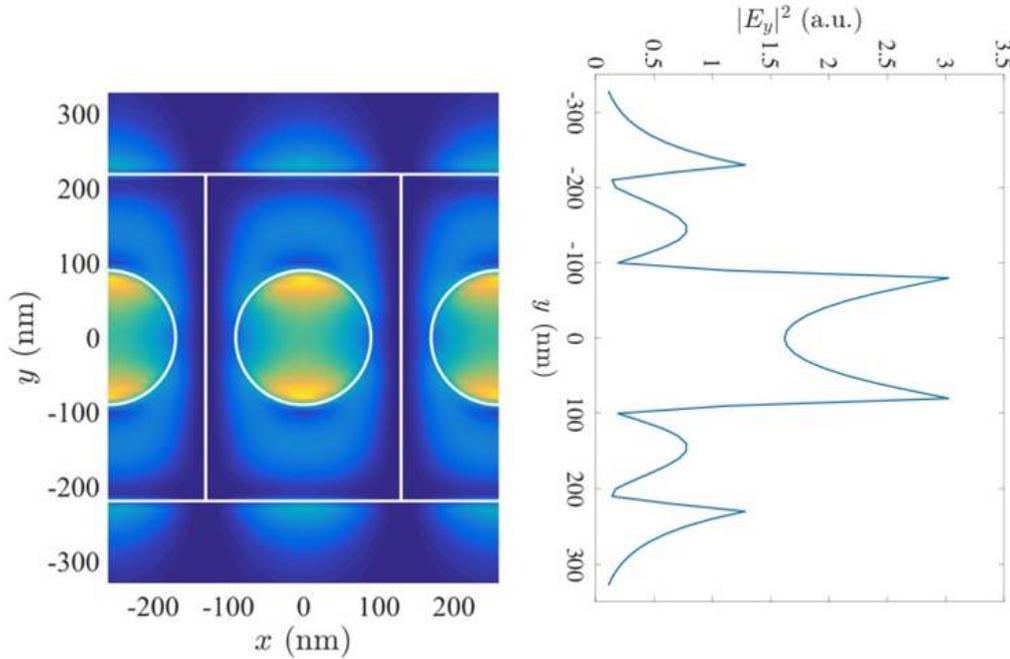


FIGURE 1.20 – Répartition de l'intensité du mode fondamental à 826 nm suivant l'axe y (largeur du guide) en $x = 0$.

qu'à 300 nm. L'interaction entre la partie évanescente et un atome serait difficile dans ce cas-la puisque l'intensité de la partie évanescente vaut pratiquement 0 à quelques centaines de nanomètres de la surface.

Impact des différents paramètres géométriques

Dans cette partie nous verrons l'impact des paramètres géométriques des nanocavités sur les propriétés optiques de celles-ci. Lors des simulations FDTD, nous avons volontairement dégradé le facteur de qualité de la nanocavité afin de diminuer le temps de calcul, ce qui explique l'obtention de facteurs de qualité inférieurs à 10^7 .

La Fig. 1.22a montre l'évolution de la longueur d'onde des trois premières résonances en fonction de la période centrale L_c pour un rayon de 90 nm et une période centrale de 260 nm. La longueur d'onde de résonance croît avec la largeur centrale de 6 nm pour une augmentation de 10 nm de la largeur centrale. La Fig. 1.22b montre l'évolution du facteur de qualité des trois premiers modes en fonction de la largeur centrale. Lorsque la largeur centrale augmente le facteur de qualité diminue d'un ordre de

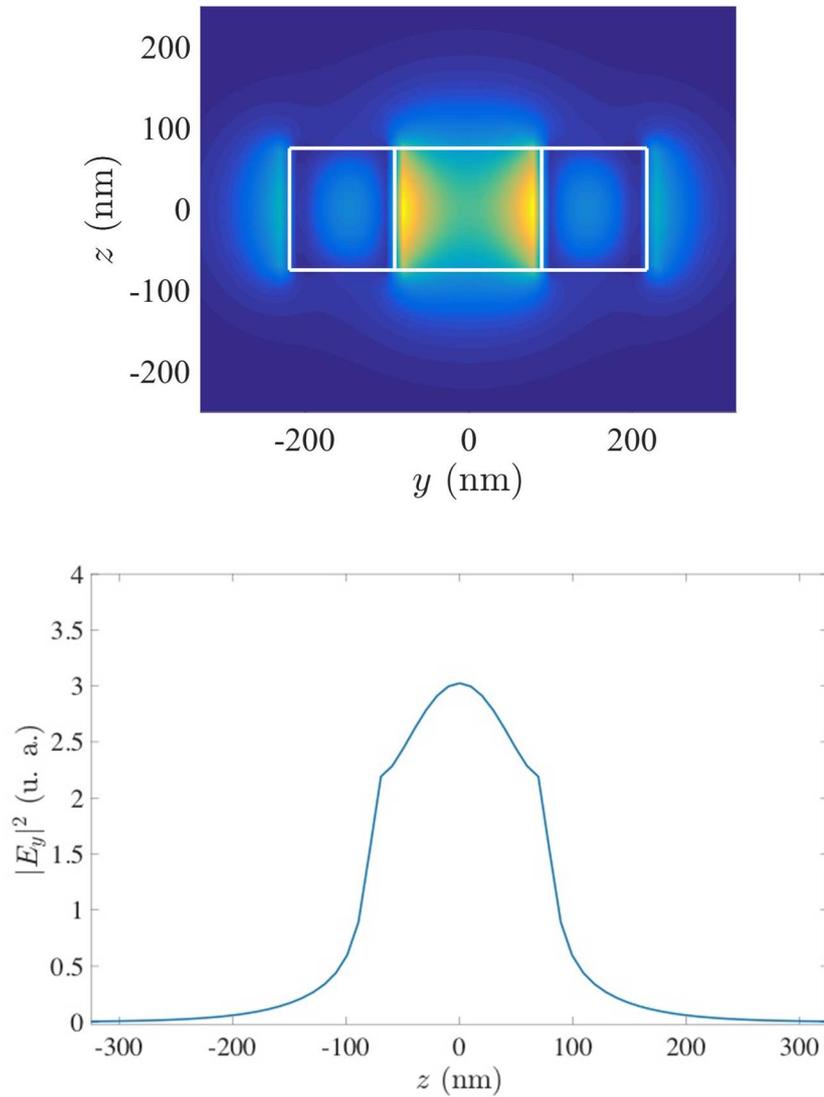


FIGURE 1.21 – Répartition de l'intensité du mode fondamental à 826 nm suivant l'épaisseur z du guide en $y = \pm 75$ nm.

grandeur. Néanmoins, le facteur de qualité peut être augmenté en augmentant N_{max} , le nombre total de trous.

Je ne trouve pas d'explication à l'évolution du facteur de qualité en fonction de la largeur centrale. En effet le mode fondamental Mode 1 ne suit pas la même loi que le Mode 2 et le Mode 3. Le facteur de qualité du Mode 1 augmente en fonction de la

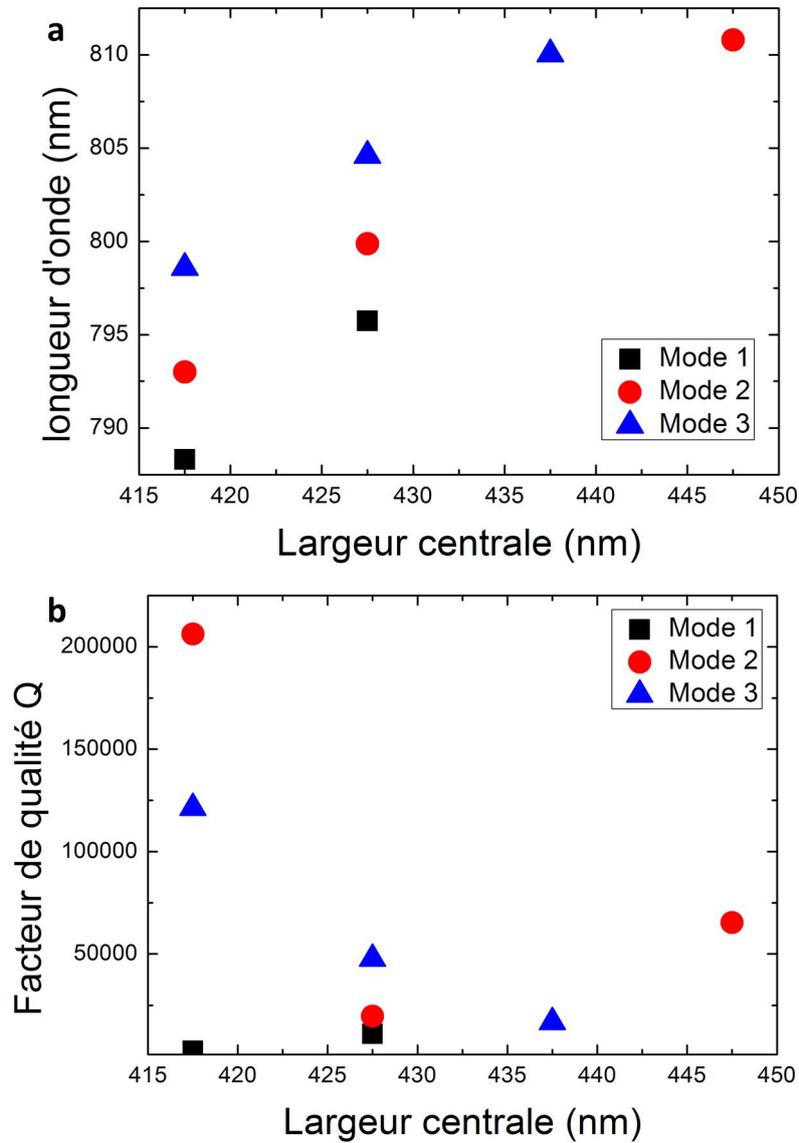


FIGURE 1.22 – (a) : Évolution de la longueur d'onde de résonance du mode fondamental en fonction de la largeur centrale L_c pour les trois premiers modes. (b) : Évolution du facteur de qualité pour les trois premiers modes en fonction de la largeur centrale L_c .

largeur tandis que les autres modes voient leur facteur de qualité décroître quand la largeur centrale augmente.

1.4 Conclusion sur l'ingénierie de mes nanocavités et mise en perspective

En résumé, nous avons étudié les nanocavités qui constitueront le coeur de nos plateformes nano-photoniques. Nous avons, en premier lieu, décrit le fonctionnement d'un cristal photonique et avons défini la notion de gap. Nous avons aussi vu qu'une nanocavité pouvait être fabriquée en opposant deux cristaux photoniques séparés d'une certaine distance. Ces nanocavités ne donnent malheureusement pas le facteur de qualité et le volume modal que nous visions pour le mode fondamental situé autour de 800 nm. Nous avons rappelé le principe du "Gentle Confinement" permettant d'éviter les pertes hors du plan, et, à partir de là, nous avons décrit un procédé d'ingénierie pour optimiser le facteur de qualité et le volume modal de la nanocavité pour le mode fondamental. Nous avons réalisé des simulations pour des nanocavités à mode diélectrique pour lesquels les maxima des modes sont situés entre les trous d'air, et pour des nanocavités à mode air, pour lesquels les maxima des modes sont situés au-dessus des trous d'air. Chacune de ces nanocavités servira en fonction de l'expérience de couplage fort avec les systèmes atomiques. Par exemple, si l'objectif est de faire interagir les atomes à l'intérieur des trous, la cavité à mode air est la plus adaptée. On pourra typiquement laisser tomber des atomes refroidis préalablement situés au-dessus de la cavité. Dans le premier cas, l'ingénierie a été faite sur la période du cristal photonique et dans le deuxième cas, elle a été faite sur la largeur de la nanocavité pour éviter des tailles des trous inaccessibles technologiquement. Nous avons obtenu pour les nanocavités à mode diélectrique et à mode air des facteurs de qualité supérieurs à 10^7 et un volume modal égal à $0,01 \mu\text{m}^3$ et $0,037 \mu\text{m}^3$ respectivement. Nous avons évalué l'impact des paramètres géométriques pertinents sur le facteur de qualité et la longueur d'onde des modes de la nanocavité.

En partant des résultats que nous avons obtenus sur les nanocavités, notamment le facteur de qualité théorique, le volume modal ainsi que l'extension de l'enveloppe de la partie évanescente du mode fondamental, on peut calculer le facteur de qualité que doit avoir le mode pour atteindre le régime de couplage fort lorsque l'atome interagit avec

la partie évanescente du mode. Nous rappelons que les atomes les plus utilisés dans la littérature pour atteindre le régime de couplage fort sont le Césium et le Rubidium. L'Argon (Ar, résonance 3P_2) peut aussi être un bon outil, en effet, en tant qu'atome neutre, son interaction avec les surfaces est minimisée et il présenterait donc l'avantage de ne pas s'y accrocher. Nous avons résumé, pour les trois atomes, dans le tableau [1.23](#) leurs caractéristiques principales pour le couplage fort.

| | Argon | Césium | Rubidium |
|--------------------------------------|-------|--------|----------|
| λ (nm) | 811.5 | 852 | 780 |
| τ (ns) | 29 | 30 | 26 |
| d ($\times 10^{-29}$ C.m) | 2.48 | 3.8 | 3.6 |
| γ ($\times 10^6$ s $^{-1}$) | 10.6 | 10.6 | 12.2 |
| g (GHz) | 284 | 424 | 418 |
| Q_{\min} | 4088 | 2604 | 2890 |

FIGURE 1.23 – Tableau regroupant les caractéristiques des atomes d'Argon, de Césium et de Rubidium pour le couplage fort. λ représente la longueur d'onde de résonance de l'atome en nm, τ représente la durée de vie du niveau d'énergie de l'atome en ns, d représente le dipôle atomique en C.m, γ représente la largeur de raie homogène du niveau d'énergie atomique exprimée en s $^{-1}$, g est la fréquence de Rabi en GHz et Q_{\min} représente le facteur de qualité minimum à avoir pour un couplage fort au centre de la nanocavité.

En considérant la condition de couplage fort $g \gg \kappa$ où κ vaut ω/Q , on peut déduire le facteur de qualité minimale en fonction de la fréquence de Rabi. Il vaut $Q_{\min} = 2\pi c/\lambda g$. Ainsi, si nous considérons des interactions atome-mode fondamental au milieu de la nanocavité, le régime de couplage fort serait atteint pour un facteur de qualité de la nanocavité supérieur ou égal à 4088 pour l'atome d'Argon, 2604 pour l'atome de Césium et 2890 pour l'atome de Rubidium. Néanmoins, ceci n'est pas réalisable pour les modes diélectriques, l'atome ne pouvant accéder qu'à la partie évanescente du mode fondamental. Nous nous focaliserons sur l'atome d'Argon dans la suite de la discussion. L'Argon présente un dipôle plus faible et nécessite donc un facteur de qualité Q plus élevé. L'ensemble des simulations a été réalisé à des longueurs d'onde de 811 nm, longueur d'onde de résonance de l'Argon. Dans la Fig. [1.24](#), nous avons représenté l'évolution de l'intensité du mode fondamental en fonction de l'axe y dans la Fig. [1.24](#)a et selon l'axe z dans la Fig. [1.24](#)b. Le cadre gris dans les Figs. [1.24](#)a et b

représente la largeur et l'épaisseur de la nanocavité respectivement. Nous constatons

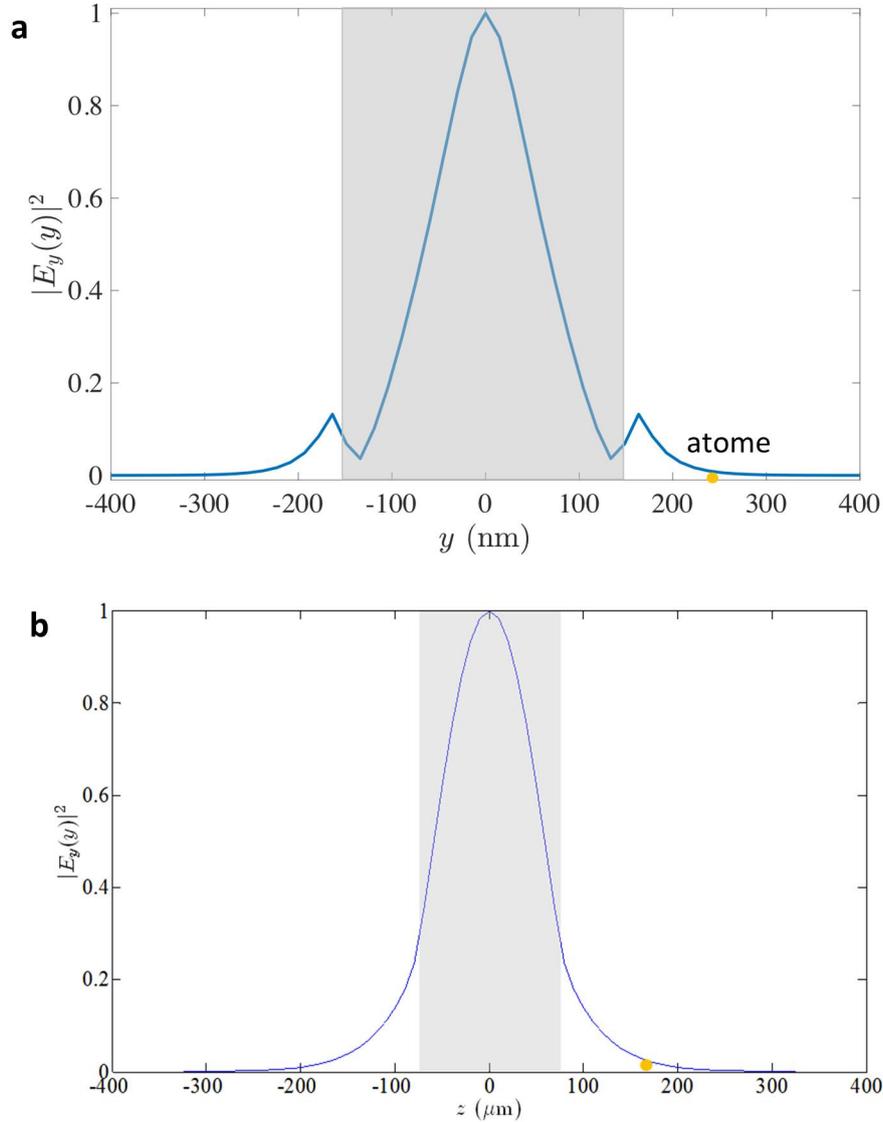


FIGURE 1.24 – Représentation de la position d'un atome d'Argon dans le champ du mode fondamentale de la nanocavité de longueur d'onde égale à 811 nm, selon l'axe y en (a). Le rectangle gris représente la largeur de la nanocavité qui vaut 300 nm. Selon l'axe z en (b). Le rectangle gris représente l'épaisseur de la nanocavité qui vaut 150 nm.

que l'atome d'Argon symbolisé par un cercle jaune interagira avec la partie évanescente du mode selon l'axe y (latéralement à la nanocavité) ou selon l'axe z (au-dessus de la nanocavité). Dans les deux cas, nous voyons que l'atome n'interagit qu'avec environ 5% de l'intensité du mode. Cela modifie les conditions de couplage fort par rapport à une

interaction qui se passerait au centre de la nanocavité. Dans la Fig. 1.25, en reprenant la relation du facteur de qualité en fonction de la fréquence de Rabi et sachant que la fréquence de Rabi g dépend linéairement du champ E , nous avons tracé l'évolution du facteur de qualité en fonction de la distance à la nanocavité, latéralement ou au-dessus de la nanocavité. Comme on s'en doutait, le facteur de qualité de la nanocavité nécessaire pour obtenir le couplage fort augmente avec la distance d'interaction dans les deux cas. Typiquement pour une distance de 100 nm, distance à partir de laquelle les forces de Van Der Waals doivent être prises en compte, le facteur de qualité, pour avoir le couplage fort, doit être environ de 80000.

1.5 Couplage de la lumière dans la nanocavité

Dans les parties précédentes, nous avons vu comment obtenir un fort facteur de qualité Q et un faible volume modal V_m pour une nanocavité à cristal photonique. Mais cela n'est pas suffisant pour obtenir une structure opérationnelle. En effet, comme nous l'avons vu dans l'introduction, l'une des contraintes est de coupler la lumière se propageant dans les guides d'alimentation à l'intérieur de la nanocavité et vice versa. Durant ma thèse, j'ai étudié deux types de couplages différents :

1. le couplage par ingénierie inverse où le guide de couplage contient également la nano-nanocavité, inspiré par les travaux de Zain et al. [82]
2. le couplage évanescent où le guide de couplage est adjacent et à proximité de la nano-nanocavité, inspiré par les travaux d'Alexandre Bazin [80]

1.5.1 Couplage par ingénierie inverse

Cette technique a été réalisée pour la nanocavité sur laquelle nous avons fait une ingénierie sur la période des miroirs formant la nanocavité. Nous rappelons que la longueur d'onde λ du mode fondamental, qui est de 811 nm, est réfléchi très faiblement en bord du gap photonique (premier segment du miroir) et que la réflexion est maximale au milieu du gap photonique (dernier segment du miroir). L'idée est alors d'appliquer l'ingénierie inversement, symétriquement par rapport au dernier trou du

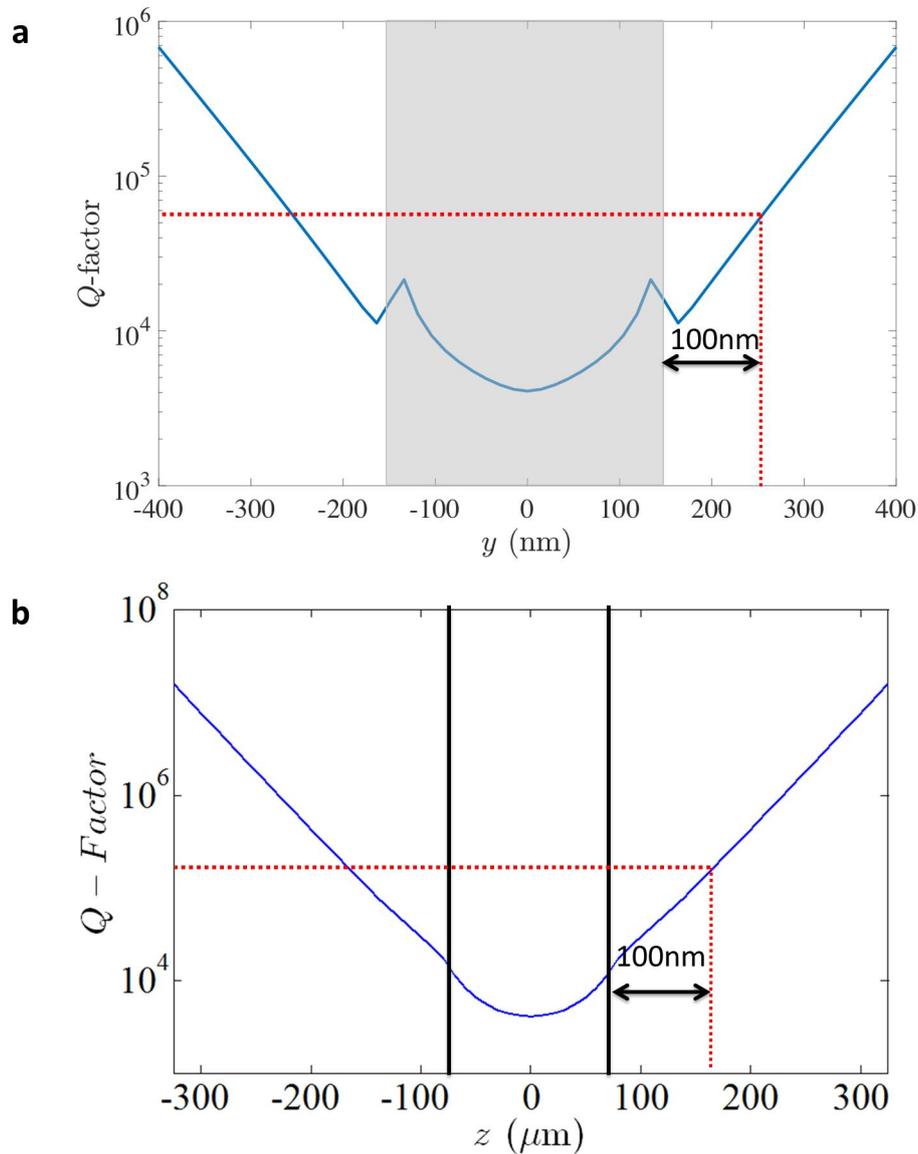


FIGURE 1.25 – En **a**, évolution du facteur de qualité Q nécessaire d'avoir si l'atome se trouve à un certaine distance de la surface pour avoir un couplage fort avec la partie évanescente du mode en fonction de la distance y . En **b**, évolution du facteur de qualité Q nécessaire d'avoir si l'atome se trouve à un certaine distance de la surface pour avoir un couplage fort avec la partie évanescente du mode en fonction de la distance z .

miroir. Ceci a tendance à affaiblir légèrement la force de réflexion du dernier segment du miroir et laisser transmettre de la lumière. Nous accolerons l'étiquette au miroir inverse "ingénierie de sortie" en opposition à l'"ingénierie d'entrée" qui va du centre de la nanocavité jusqu'au dernier trou encadré en rouge sur la Fig. [1.26](#), sur laquelle

nous avons schématisé une nanocavité formée de deux miroirs complets. La position p_0 est la position initiale du premier trou du miroir "ingénierie d'entrée", et la position p_{max} est la position du dernier trou du miroir "ingénierie d'entrée", encadré en rouge également. Après ce dernier, l'ingénierie inverse est appliquée comme nous pouvons le voir sur le graphe représentant la période du trou en fonction du numéro du trou. La période diminue ainsi jusqu'à a_0 égal à 180 nm.

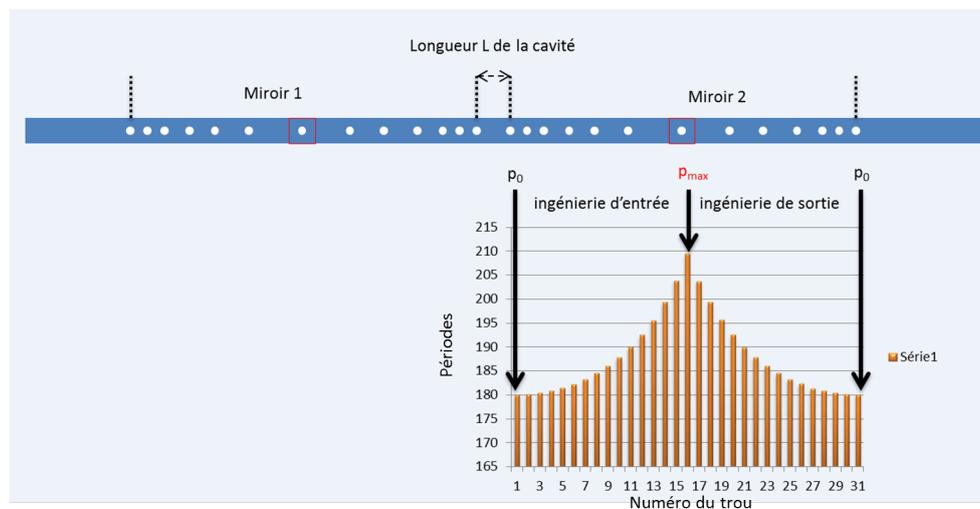


FIGURE 1.26 – Schéma de principe d'une nanocavité formée de deux miroirs sur laquelle nous avons fait une ingénierie d'entrée et une ingénierie de sortie. La position p_0 est la position initiale du premier trou du miroir de la nanocavité pour l'ingénierie d'entrée, et la position p_{max} la position du dernier trou du miroir pour l'ingénierie en entrée, encadré en rouge. Deux miroirs identiques apposés l'un à l'autre de façon opposé par rapport au dernier trou du miroir permet d'augmenter le facteur de qualité Q et d'optimiser la transmission à travers la nanocavité. Le graphe rend compte de la période en fonction du numéro du trou. A partir du trou à la position p_{max} , la période diminue jusqu'à la période a_0 .

1.5.2 Couplage évanescent

Le couplage évanescent consiste à séparer d'une distance d les guides d'alimentation de la nanocavité comme schématisé sur la Fig. 1.27. Ainsi le couplage de la lumière entre les guides d'alimentation ou de collection et la nanocavité à cristal photonique se réalise grâce au recouvrement de l'enveloppe évanescente des modes optiques dans le guide et la nanocavité. Cette architecture doit permettre d'avoir un fort facteur de

qualité et une bonne transmission du mode fondamental, c'est à dire un bon couplage. Le bon couplage dépend en effet de deux paramètres : la distance d entre les guides d'alimentation et la nanocavité, et la largeur L des guides d'alimentation. La distance d influe sur le taux de recouvrement entre le mode du guide et le mode de la nanocavité. Plus d est grand plus le couplage est faible. La largeur L du guide influe sur l'indice effectif du mode guidé. L'optimisation du couplage nécessite que le vecteur d'onde dans le guide, $\beta = 2\pi n_e/\lambda$, soit égal au vecteur d'onde du mode de la nanocavité $k_m \simeq \pi/a_0$. Pour obtenir cette égalité, L est modifiée afin de changer l'indice effectif n_e du guide.

Au cours de ma thèse, j'ai étudié l'influence de ces deux paramètres en considérant la structure schématisée sur la Fig. 1.27. L'injection de la lumière se fait au "port A". La lumière issue de la fibre optique est injectée dans le port et chemine le long du guide d'alimentation. Arrivée au niveau de la nanocavité, une partie de cette lumière s'y couple si elle est au résonance avec le mode de la nanocavité ce qui est représenté par la flèche rouge en pointillés et une autre partie se propage jusqu'au "port C". A ce niveau, la lumière est collectée et observée via une fibre optique identique à la fibre d'injection du "port A". Le spectre peut ainsi être mesuré. Il sera équivalent à un spectre de réflexion d'une nanocavité Fabry-Pérot. En effet, lorsque la longueur d'onde de la source est différente des modes de résonance de la nanocavité, la lumière n'est pas couplée dans celle-ci. La lumière sera totalement transmise vers le "port C". A résonance, la partie de la lumière couplée dans la nanocavité, interférera destructivement avec la lumière dans le guide créant ainsi un trou dans le spectre de transmission vers le "port C". Par ailleurs, les modes en résonance sont couplés vers le second guide donnant des pics de résonances au "port B". L'étude des spectres en B et en C permettront d'évaluer le taux de couplage et le facteur de qualité de la nanocavité. Notons que les guides se terminent "en pointe" pour diminuer les effets Fabry-Pérot non-désirés.

Les Figs. 1.28a et b représentent la variation de la longueur d'onde en fonction de la distance d de la nanocavité au guide d'alimentation pour une largeur L du guide d'alimentation fixée respectivement à 200 nm et 300 nm, pour les sept modes de la nanocavité de période centrale égale à 180 nm. Dans le premier cas, nous constatons deux phases : une phase décroissante jusqu'à une distance d de 150 nm et une phase

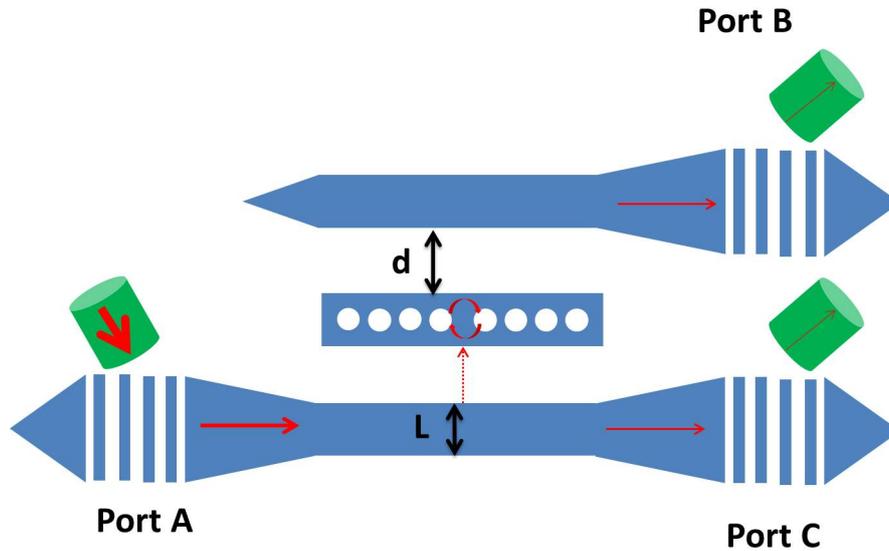


FIGURE 1.27 – Schéma de l'architecture d'une nanocavité à cristal photonique couplée aux guides d'alimentation par couplage évanescent. La lumière issue d'une fibre optique est injectée dans le "port A". Ensuite, elle chemine le long du guide d'alimentation. Arrivée au niveau de la nanocavité, une partie de la lumière est couplée dans la nanocavité par couplage évanescent ce qui est représenté par une flèche rouge en pointillés. L'autre partie de la lumière sera collectée et observée via le "port C". La lumière dans la nanocavité se couple ensuite au guide d'alimentation relié au "port B" pour être collectée et observée. La distance d représente la distance entre les guides d'alimentation et la nanocavité, la largeur L représente la largeur des guides d'alimentation.

stable jusqu'à 300 nm. Cette dernière phase s'explique par le fait que l'intégrale de recouvrement des modes devient de plus en plus faible et que le guide influe peu sur les propriétés de la nanocavité. Lorsque $d < 150$ nm, les résonances se décalent. Cela est dû à la modification des propriétés des nanocavités par la proximité du guide. Le guide étant large, le mode est plus localisé dans le guide que dans le cas où le guide vaut 200 nm de largeur. De ce fait, l'intégrale de recouvrement est encore plus faible et par conséquent le guide perturbe peu les propriétés de la nanocavités.

Les Figs. [1.29a](#) et [b](#) représentent la variation de la longueur d'onde en fonction de la largeur L du guide d'alimentation pour une distance d fixée respectivement à 100 nm et 300 nm, pour les sept modes de la nanocavité de période centrale égale à 180 nm. Dans les deux cas, nous constatons une même tendance : la variation moyenne de la longueur d'onde en fonction de la largeur L est nulle. Dans le premier cas,

pour une largeur d'environ 220 nm nous constatons une intensité importante (couleur rouge foncée) du à l'adaptation parfaite du mode de la cavité et du mode du guide d'alimentation.

La Fig. 1.30 représente le facteur de qualité Q en fonction de la largeur L du guide de couplage pour différentes distances d entre les guides et la nanocavité. Ce facteur de qualité est obtenu par des simulations FDTD avec LUMERICAL et représente le facteur de qualité total incluant les pertes induites par le couplage vers les guides d'alimentation.

En effet, dans cette configuration, le facteur de qualité est donné par la formule suivante 83 :

$$\frac{1}{Q_t} = \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_i}, \quad (1.19)$$

où Q_t représente le facteur de qualité total, qu'on peut mesurer expérimentalement à partir des spectres de transmission ("port B") et de réflexion ("port C"). Q_c et Q_i représentent respectivement le facteur de qualité du couplage entre le guide d'alimentation associé au temps caractéristique du transfert d'énergie par le recouvrement des champs évanescents et le facteur de qualité intrinsèque de la nanocavité, celui calculé dans la partie précédente. Si le facteur de qualité intrinsèque est grand devant le facteur de qualité du couplage alors la relation 1.19 se résume à :

$$Q_t \simeq Q_c, \quad (1.20)$$

et donc le facteur de qualité total ne dépend que du couplage qui devient le facteur limitant. Dans le cas de la Fig. 1.30, le facteur de qualité intrinsèque de la nanocavité vaut 10^7 . Il a été calculé par FDTD sur la structure de la Fig. 1.27 sans les guides d'alimentation. Le facteur de qualité Q_t présente un minimum à $L \simeq 200$ nm, quelque soit la distance d . Par ailleurs, plus la distance est grande et plus le facteur de qualité total tend vers le facteur de qualité intrinsèque de la nanocavité, car le recouvrement du mode de nanocavité avec le mode du guide devient de plus en plus faible. A $L \simeq 200$ nm, le couplage entre les guides d'alimentation et la nanocavité est optimal car

$\beta = k_m \simeq \pi/a_0$ et donc l’accord des vecteurs d’onde est atteint et les fuites vers les guides sont les plus fortes, ce qui dégrade considérablement le facteur de qualité Q_c . D’un point de vue pratique, nous veillerons à ne pas travailler dans ce régime de fortes pertes, et choisirons des largeurs de guides $L > 200$ nm.

Lorsque Q_i est grand, le couplage tend vers l’unité car la seule fuite possible est le couplage évanescent. Néanmoins, d’un point de vue expérimental, il sera déterminé en mesurant la transmission à résonance du spectre de réflexion.

La transmission au port A et au port C à résonance vaut 0,25 et la transmission au port B vaut $0,25p$ où p représente les pertes dues à la cavité et au couplage dans le guide d’alimentation qui a pour port de sortie le port B [84].

En résumé, il s’agira toujours d’un compromis entre préserver le facteur de qualité Q_t intègre et obtenir une bonne transmission.

1.6 Ingénierie du réseau coupleur et du guide d’alimentation

Nous avons vu comment insérer la lumière dans la nanocavité et comment la transmettre hors de la nanocavité. Le dernier maillon de la chaîne consiste à injecter la lumière depuis l’espace libre, usuellement à partir d’une fibre optique commerciale, dans le guide d’alimentation vers le nanocavité. Un réseau de diffraction est communément utilisé pour réaliser cette opération. La Fig. [1.31] représente le schéma d’une structure complète formée de la nanocavité, des guides d’alimentation d’extraction et des réseaux pour le couplage et l’extraction. Le réseau engendre une diffraction de la lumière depuis l’espace libre dans le guide d’alimentation. De nombreux travaux ont été réalisés sur la conception et l’optimisation de réseaux de couplage usuellement à des longueurs d’ondes télécom. Je me suis inspiré de ces travaux pour concevoir des réseaux de couplage et d’extraction fonctionnant à des longueurs d’ondes autour de 800 nm [85–88].

Réseau coupleur

Le réseau coupleur est une alternance de matériaux d'indice différents permettant la diffraction de la lumière. Une efficacité raisonnable, alliée à sa facilité de fabrication et sa bonne intégrabilité, en font un choix naturel pour les nanocavités conçues au cours de ma thèse. Pour en comprendre le fonctionnement, considérons le guide d'alimentation, en GaInP, ayant une épaisseur de 150 nm. Pour découpler par diffraction le mode s'y propageant et issue de la nanocavité, il faut que la période Λ du réseau vérifie la condition de Bragg [89],

$$\Lambda = \frac{\lambda}{n_e - \sin(\theta)}, \quad (1.21)$$

où n_e est l'indice effectif du mode dans le guide et θ est l'angle de diffraction par rapport à la normale du réseau. On veillera à ce que θ soit différent de 0° (généralement $\theta_d \simeq 10^\circ$) afin d'éviter la réflexion de la diffraction du second ordre. En théorie, la modulation de l'indice de réfraction doit être faible pour utiliser la relation (1.21). En pratique, pour des raisons technologiques, le réseau est réalisé en gravant périodiquement le guide GaInP sur toute sa profondeur. La relation (1.21) est alors utilisée uniquement pour donner une première estimation de la période Λ connaissant la longueur d'onde λ du mode de résonance et son indice effectif n_e dans le guide d'alimentation. Les calculs FDTD nous permettent par la suite d'affiner la valeur Λ donnant le meilleur couplage depuis le guide vers l'espace libre, tout en imposant un angle de diffraction proche de θ_d .

Pour les simulations FDTD, nous considérons le réseau représenté dans le Fig. 1.32. Le mode dans le guide est issu de la nanocavité. Il se propage jusqu'au réseau où il est diffracté. Nous calculons les "pertes" par diffraction vers le haut du réseau et aussi les pertes vers le bas. Ces dernières seront plus élevées car le guide et le réseau reposent sur le SiO₂ et donc le contraste d'indice est moindre. Dans nos simulations, nous calculerons également la fraction du mode qui est réfléchi vers l'arrière et la partie transmise vers l'avant. La Fig. 1.33 représente les différentes pertes en %, normalisées

par rapport à l'énergie du mode incident en fonction de la période et de la profondeur du réseau. Les pertes vers le haut, le bas et la fraction réfléchie sont comparables, tandis que la fraction transmise est faible. Pour des raisons technologiques, le réseau que nous utiliserons aura une profondeur de 150 nm. Il sera ainsi réalisé au cours de la même étape technologique que la fabrication de la nanocavité. Un réseau moins profond et plus efficace nécessiterait des étapes technologiques supplémentaires.

La Fig. 1.34a reprend les différentes pertes en fonction de la période pour une profondeur $e = 150$ nm. Nous avons également représenté dans la Fig. 1.34b l'angle de diffraction en fonction de la période du réseau. Pour que l'angle de diffraction soit $\theta_d \simeq 10^\circ$, nous devons choisir une période $\Lambda \simeq 470$ nm. Les pertes vers le haut sont alors d'environ 20 %. Elles seront collectées à l'aide d'un objectif de microscope ou bien d'une fibre optique et constitueront le signal de transmission de la nanocavité. Les pertes vers le SiO₂ sont de l'ordre de 25 %, et sont donc comme attendu supérieures aux pertes vers le haut car le contraste d'indice entre le GaInP et le SiO₂ est moins fort que celui entre le GaInP et l'air. Un design élaboré du réseau et un choix judicieux de l'épaisseur du SiO₂ permettent de réduire considérablement ces pertes. Les pertes les plus gênantes dans nos expériences sont les pertes par réflexion qui sont de l'ordre de 55 %. En effet, celles-ci forment avec la réflexion du même type sur le réseau de couplage, une cavité Fabry-Perot dont la longueur est la distance entre les deux réseaux. Nous observerons ainsi dans les spectres de transmission des interférences dues à ce Fabry-Pérot macroscopique.

Au cours de ma thèse, j'ai étudié les propriétés des réseaux-coupleurs pour en optimiser la fonction, même si cela n'était pas le but principal de ma thèse. L'objectif de cette étude est de maximiser le couplage fibre-réseau, réseau-fibre (pertes vers le haut) et de minimiser la réflexion des réseaux pour éliminer l'effet cavité Fabry-Pérot parasite formé par les deux réseaux. Comme indiqué précédemment, la fibre optique sera inclinée d'un angle d'environ 10° pour éviter également la réflexion d'ordre 2 de la diffraction. Pour avoir un réseau-coupleur optimisé, j'ai réalisé une ingénierie particulière qui fait l'objet du paragraphe suivant.

Optimisation du réseau-coupleur

L'ingénierie sur les réseaux-coupleurs a pour objectif d'optimiser les paramètres de transmission et de coupler au mieux la lumière depuis une fibre vers le réseau et inversement. Nous rappelons ici les objectifs et contraintes pour réaliser notre réseau modifié :

- 1 La maximisation de la transmission T_h vers le haut
- 2 La minimisation de la réflexion R
- 3 La gravure sur une profondeur, identique à l'épaisseur de la nanocavité.

Comme nous avons pu le voir dans la partie précédente nous avons constaté beaucoup de pertes dans le réseau périodique. Ceci s'explique par le fait que le réseau à un fort contraste d'indice entre la demie période en GaInP et l'air. Par ailleurs, pour un réseau de période constante, le mode est fortement diffracté dès les premières périodes et subira une décroissance exponentielle en fonction de la propagation. Il n'est donc pas adapté au profil gaussien du mode optique de la fibre, comme cela est illustré sur le schéma de la Fig. [1.35a](#). Dès lors, il faut adapter les deux modes afin de minimiser les pertes lors du couplage. Sur la Fig. [1.35b](#), le mode diffracté est adapté au mode de la fibre après avoir effectué une ingénierie du réseau.

Le principe de cette ingénierie repose sur la modulation de la diffraction en fonction de la distance de propagation dans le réseau pour que celle-ci soit faible au début, devienne importante au centre du réseau et redevienne faible au bout. Pour atteindre cet objectif et pour que la diffraction ait un profil gaussien identique à celui du mode de la fibre, la géométrie du réseau peut être modulée en jouant sur la période Λ , le facteur de remplissage (duty cycle), ou encore sur le contraste de l'indice de réfraction. De nombreuses propositions existent et diverses démonstrations ont été faites [\[85, 86\]](#). Elles reposent sur la modulation d'un des paramètres géométriques du réseau, voire même de l'ensemble.

Nous avons décidé de nous baser sur l'ingénierie décrite dans l'article [\[89\]](#). Celle-ci consiste à réaliser un réseau ayant à la fois une période Λ , un facteur de remplissage et un indice de réfraction variables. Pour mieux comprendre la démarche, considérons une période du réseau, représentée sur la Fig. [1.36](#). La période est constituée du GaInP

de longueur d et d’indice $n = 3.3137$ et d’un milieu fictif de longueur $l_{n_i} = \Lambda - d$ et d’indice n_i . Alors que dans un réseau standard $d = l_{n_i} = \Lambda/2$ et que $n_i = 1$ car c’est la partie qui correspond à la gravure du GaInP, dans le réseau modifié le milieu fictif est en réalité du GaInP dans lequel est gravé un réseau triangulaire 2D de trous ayant une période d_0 . L’indice effectif n_i dépendra de d_0 et du rayon des trous. La stratégie que nous avons choisie repose sur la modulation de la période Λ et de l’indice n_i . Dans notre démarche, la longueur du milieu fictif l_{n_i} est fixe et égale à 220 nm. L’objectif est de moduler l’indice n_i et la période le long de l’axe de propagation pour obtenir un profil de diffraction gaussien pour un angle de diffraction θ constant et égal à 10° . Le fait de fixer un angle de diffraction constant, impose une relation entre Λ et n_i selon l’équation (1.21). La Fig. 1.37 montre l’évolution de l’indice n_i en fonction de la période pour obtenir une diffraction constante à 10° , le long du réseau. Elle montre également l’évolution des pertes α par diffraction en fonction de la période. Ces pertes sont calculées par simulations FDTD avec LUMERICAL.

Une fois les périodes Λ déterminées, nous pouvons les agencer et fixer les indices n_i associés pour que le mode diffracté suive un profil gaussien. La Fig. 1.38a représente le profil du mode et les pertes α le long du réseau. Le profil théorique du coefficient d’atténuation 2α est tracé selon la formule suivante :

$$2\alpha(z) = \frac{G^2(z)}{[1 - \int G^2(z)dz]} \quad (1.22)$$

où la variable $z \in [0, z]$, et $G(z)$ est le profil gaussien normalisé.

La Fig. 1.38b montre quant à elle l’évolution de la période le long du réseau ainsi que celle de l’indice n_i du milieu fictif donnant le profil gaussien. Pour la réalisation du réseau, le matériau fictif d’indice n_i est obtenu en gravant une structure périodique de maille triangulaire, de période d_0 et des trous de diamètre D . La période est choisie petite de telle sorte à ce que le milieu ne se comporte pas comme un cristal photonique mais comme un milieu d’indice moyen donné par ([89])

$$n_i^2 = n_{GaInP}^2 \frac{n^2(1+f) + n_{GaInP}^2(1-f)}{n^2(1-f) + n_{GaInP}^2(1+f)}, \quad (1.23)$$

où $n = 1$ est l'indice de réfraction de l'air, n_{GaInP} est l'indice de réfraction du GaInP et f le facteur de remplissage donné par

$$f = \frac{1}{2\sqrt{3}} \frac{\pi D^2}{d_0^2}, \quad (1.24)$$

dans le cas de la maille triangulaire. Le diamètre D des trous varie entre 0 à 90 nm. La période de la maille $d_0 = 110$ nm est maintenue constante.

En résumé pour obtenir une diffraction ayant un profil de mode gaussien et qui corresponde au profil du mode de la fibre, nous construirons un réseau de diffraction dont les périodes évoluent suivant la courbe de la Fig. 1.38b. Puis, connaissant l'indice n_i correspondant du milieu fictif de longueur $l_{n_i} = 220$ nm, nous réalisons la structure de maille triangulaire et de période $d_0 = 110$ nm, dont le diamètre des rayons est obtenu à partir de la relation (1.23).

La Fig. 1.39 montre une vue de dessus du réseau modifié. Le rayon des trous augmente. En début de réseau les trous ont un petit diamètre et l'indice n_i est proche de l'indice de réfraction du GaInP. La diffraction sera faible. Puis le diamètre croît, augmentant ainsi le contraste d'indice et donc la diffraction. En fin de réseau, les trous sont encore plus larges, ceci afin de diffracter au maximum le faible mode résiduel.

Sur la Fig. 1.40b, nous avons représenté les courbes de transmission du réseau-coupleur apodisé en fonction de la longueur d'onde. Il s'avère que pour une longueur d'onde autour de 811 nm, la transmission maximale obtenue vers le haut est de 56,5%. Quant à la réflexion, elle diminue, par rapport au cas où le réseau est périodique, à 0,6%. La transmission vers le bas et vers l'avant valent respectivement 42,5% et 0,1%. La Fig. 1.40c montre que l'intensité du mode du réseau-coupleur apodisé suit bien un profil gaussien centré au milieu du réseau (bleue), en fonction de l'axe de propagation.

Pour un indice égal à celui du GaInP, le diamètre des trous du réseau-coupleur apodisé est de 0 nm. Le diamètre maximal visé dans le but d'avoir un indice optique proche de 2 est de 86 nm. En effet, si l'indice était inférieur à 2, l'indice effectif du mode serait proche de celui du SiO₂ et donc le mode ne serait plus guidé. Nous noterons que la limite technologique pour obtenir des trous biens gravés impose que le rayon des trous soit supérieur 40 nm. Or les paramètres obtenus sont en majorité en deçà de

cette limite. Néanmoins, j'ai estimé que ceci ne constituait pas un problème puisque l'objectif est d'avoir une modulation de l'indice optique. Ceci est réalisé même si les trous ne sont pas gravés totalement.

La Fig. 1.41a donne le diamètre des trous en fonction de l'indice de réfraction. On voit que lorsque le diamètre des trous est de 10 nm, l'indice de réfraction vaut environ l'indice du GaInP 3,3137, et lorsque le rayon croît jusqu'à 86 nm, l'indice est proche de 2. La Fig. 1.41b donne le diamètre des trous en fonction de la longueur du réseau-coupleur.

Guide d'alimentation

Les guides d'alimentation constituent les ponts permettant à la lumière de passer, à travers le réseau, de la nanocavité à la fibre optique qui injecte et collecte cette lumière. Dans le but d'obtenir un mode totalement adapté à la largeur de la nanocavité (300 nm) et donc d'éviter les pertes, il est nécessaire de transformer la taille du mode issu de la fibre passant par le réseau-coupleur de largeur $10\ \mu\text{m}$ en la taille de la nanocavité qui est de 300 nm. Pour cela nous réalisons un taper linéaire comme sur la Fig. 1.42.

En nous basant sur la Fig. 1.43 issue des travaux de Fu et al. [90], nous avons fait le choix d'avoir un taper de longueur supérieure à $300\ \mu\text{m}$, pour s'assurer d'une évolution adiabatique du mode du réseau à la nanocavité et minimiser ainsi les pertes.

1.7 Conclusion générale du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons proposé deux types d'architectures de plateformes nano-photoniques pour le couplage fort avec des systèmes atomiques. Elles sont constituées d'une nanocavité à cristal photonique, d'un réseau-coupleur (collecteur) de la lumière sortant d'une fibre, de guides d'alimentation permettant l'acheminement de la lumière du réseau-coupleur à la nanocavité et, enfin, d'un système de couplage de la lumière des guides d'alimentation vers la nanocavité. Nous avons, en premier lieu, décrit le fonctionnement d'un cristal photonique et avons défini la notion de gap. Nous avons aussi vu qu'une nanocavité pouvait être fabriquée en opposant deux cristaux photoniques séparés d'une certaine distance, ces nanocavités ne donnant pas le facteur

de qualité et le volume modal que nous visions pour le mode fondamental situé autour de 800 nm. Nous avons rappelé le principe du "Gentle Confinement", et, nous avons réalisé un procédé d'ingénierie pour optimiser le facteur de qualité et le volume modal de la nanocavité pour le mode fondamental. Nous avons réalisé des simulations pour des nanocavités à mode diélectrique, c'est-à-dire avec des maxima des modes situés entre les trous d'air, et pour des nanocavités à mode air, pour lesquelles les maxima sont situés dans les trous d'air. Dans le premier cas, l'ingénierie a été réalisée sur la période du cristal photonique et dans le deuxième cas, sur la largeur de la nanocavité. Nous avons obtenu aussi bien pour les nanocavités à mode diélectrique et à mode air des facteurs de qualité supérieurs à 10^7 et un volume modal égal à $0,01 \mu m^3$ pour les nanocavités à modes diélectriques et $0,037 \mu m^3$ pour les nanocavités à modes air. Nous nous sommes ensuite intéressés à la conception des réseaux-coupleurs périodiques et apodisés. Le but était d'optimiser le couplage fibre/réseau-coupleur et vice versa, et de diminuer la réflexion du réseau-coupleur pour éviter d'avoir des oscillations issues de la pseudo-cavité Fabry-Pérot formée par les deux réseaux qui se font face. Nous nous sommes, dans un premier temps, attelés à optimiser les paramètres géométriques du réseau-coupleur en considérant le réseau comme périodique, l'angle d'inclinaison de la fibre a été choisi à 10° pour éviter la réflexion du second mode diffracté. La contrainte technologique imposant une gravure des trous totale (150 nm). Nous avons abouti à une transmission vers le haut de l'ordre de 20% et à une réflexion de l'ordre de 55%. La faible transmission étant due au fort contraste d'indice et à une désadaptation entre le mode gaussien de la fibre et le mode exponentiel décroissant du réseau-coupleur. Nous avons alors optimisé le réseau en effectuant un procédé d'ingénierie sur l'indice du matériau dans lequel est réalisée la plateforme nano-photonique. L'objectif était de moduler l'indice effectif du réseau linéairement afin d'adapter les modes. Cela a été fait grâce à une variation du rayon des trous d'air. Les résultats sont probants : la transmission attendue vers le haut est de l'ordre de 57% et la réflexion a diminué à 0,6%. Enfin, nous avons conçu des guides d'alimentation en nous basant sur les travaux de Fu et al. [90] dans le but de transformer la géométrie de la lumière issue de la fibre, s'étalant sur $10 \mu m$ qui est la taille du réseau-coupleur, jusqu'à la taille de 300 nm qui

est la largeur de la nanocavité. Nous avons choisi un taper linéaire dont la longueur est supérieure à $300\ \mu\text{m}$. Quelques difficultés ont émergé dans cette partie. En effet, les simulations prenaient un temps très long ce qui ne nous a pas permis de calculer la transmission de nos nanocavités. De même nous n'avons pas simulé l'effet de la rugosité sur nos structures. Enfin, nous n'avons pu calculer la dépendance en température car nous ne connaissions pas la dépendance du GaInP en fonction de la température. Par contre, comme nous le verrons dans le Chap. 3, nous avons obtenu une loi empirique de la dépendance en température de la longueur d'onde ainsi que du facteur de qualité de la nanocavité. Enfin, concernant la plateforme où le couplage de la lumière se fait grâce au couplage évanescent à un guide situé à coté de la cavité, nous avons évalué la largeur des guides d'alimentation pour laquelle le couplage est optimal quelque soit la distance entre la cavité et les guides d'alimentation. Nous avons trouvé une largeur de 200 nm. Dans ce cas, le facteur de qualité se dégrade et chute à 10^3 car le couplage représente dans ces conditions un canal efficace pour les pertes. C'est pourquoi, nous travaillerons avec des largeurs de guide plus élevées que 200 nm pour avoir un bon compromis entre le facteur de qualité et le couplage entre la nanocavité et les guides.

Dans la prochaine partie nous discuterons les procédés technologiques mis en place pour la fabrication de ces plateformes.

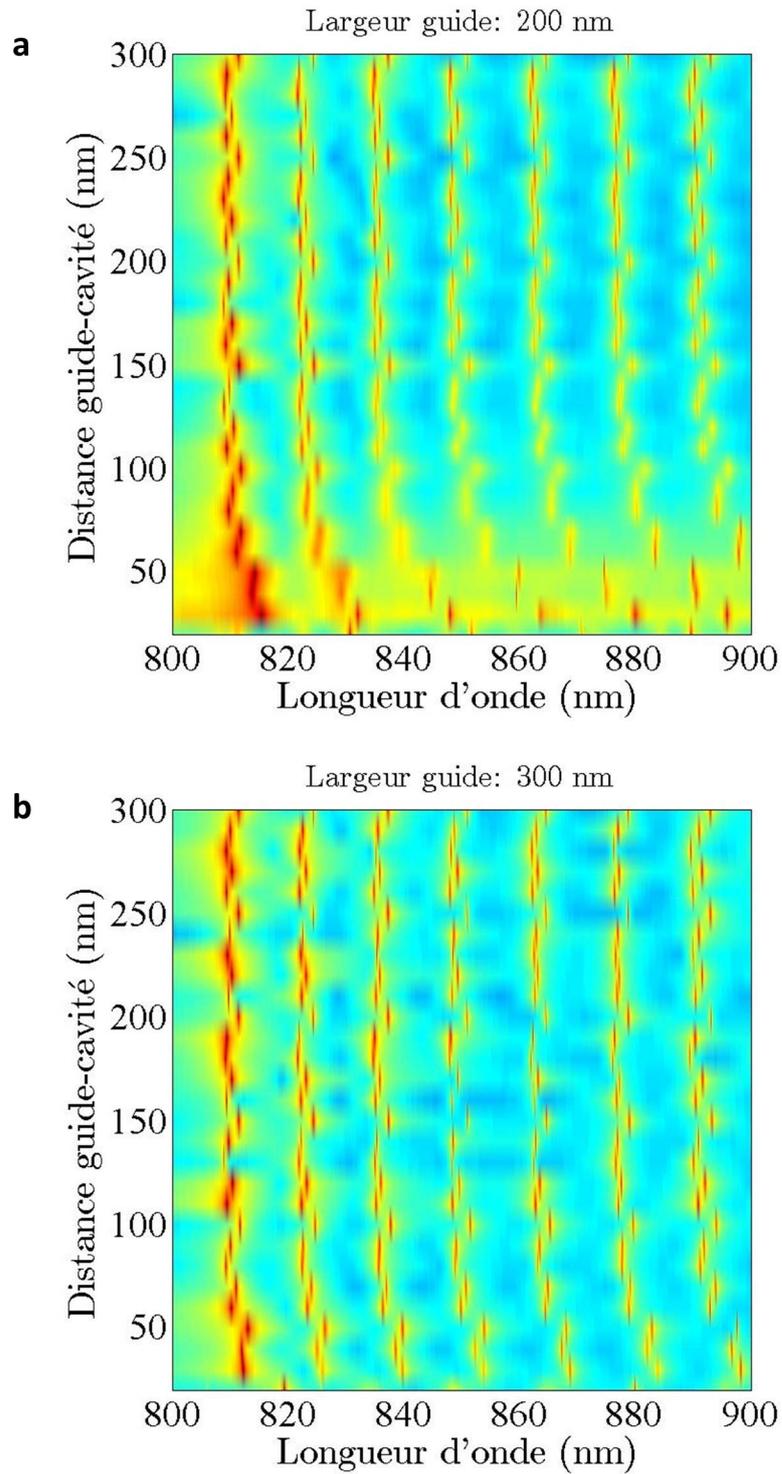


FIGURE 1.28 – Longueur d'onde en fonction de la distance d pour les sept modes de la nanocavité. Simulations réalisées pour une largeur du guide d'alimentation égale à 200 nm en (a) et 300 nm (b).

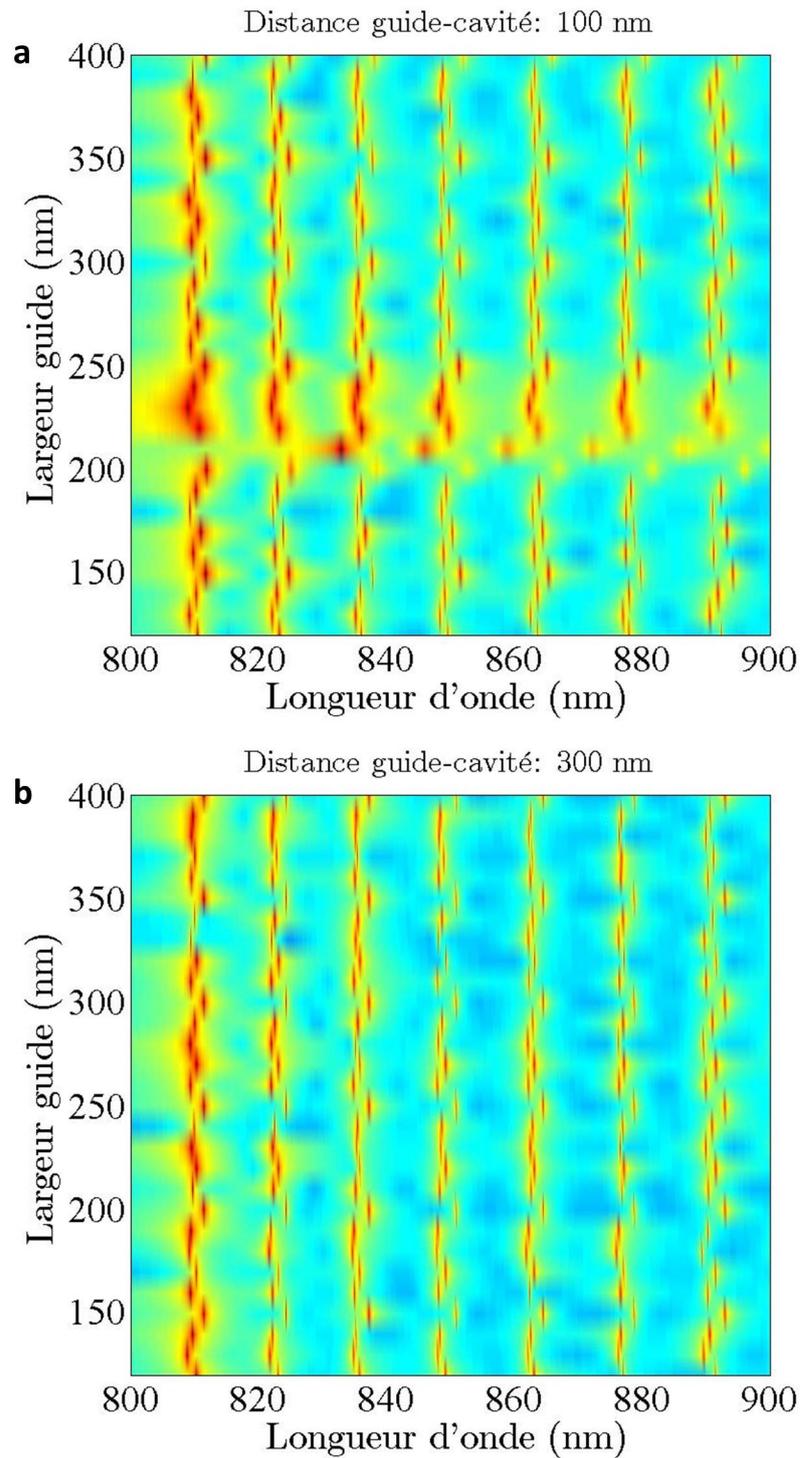


FIGURE 1.29 – Longueur d'onde en fonction de la largeur L pour les sept modes de la nanocavité. Simulations réalisées pour une largeur égale à 100 nm en (a) et 300 nm (b).

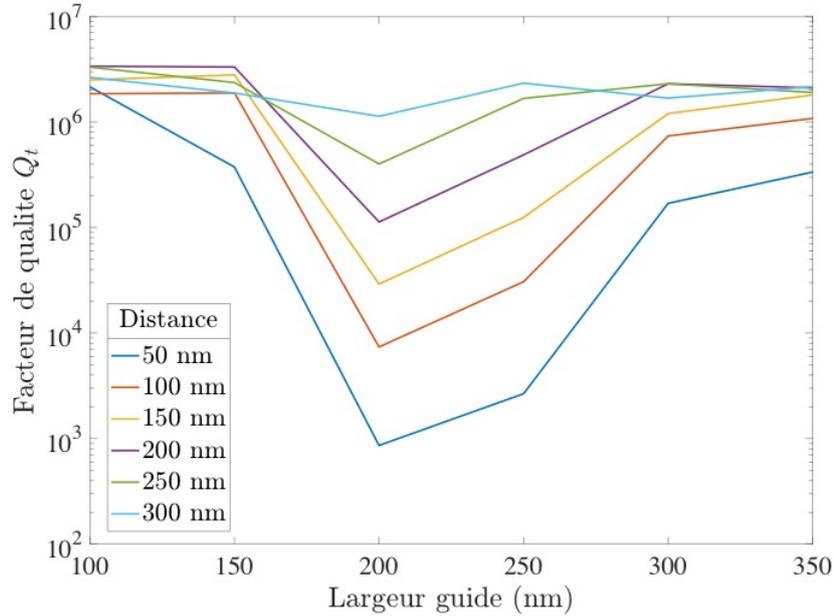


FIGURE 1.30 – Évolution de facteur de qualité total Q_t en fonction de la largeur L du guide de couplage pour différentes distance d entre les guides et la nanocavité.

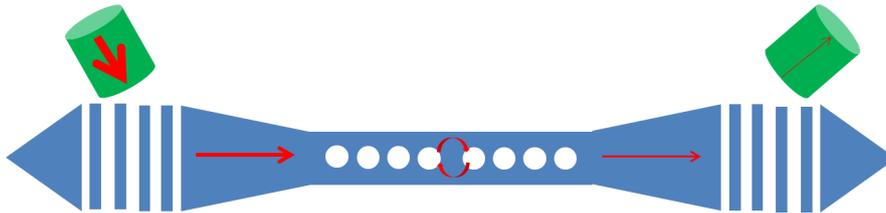


FIGURE 1.31 – Schéma de principe de la structure totale. En partant de la gauche, l'anti-rélecteur permet d'éviter les réflexions de la lumière couplée et transmise, le réseau coupleur permet le couplage ainsi que la collecte de la lumière via une fibre, le guide d'alimentation/taper permet de transporter la lumière du réseau jusqu'à la nanocavité composée de miroirs et de miroirs inverses. La fibre est inclinée d'un angle de 10° pour éviter les réflexions du mode de diffraction 0.

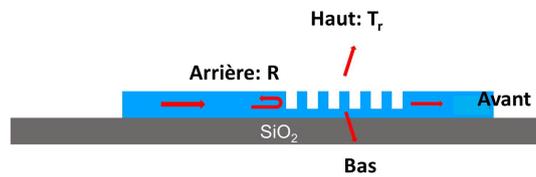


FIGURE 1.32 – Schéma du réseau. La lumière incidente sur le réseau depuis la nanocavité est diffractée par le réseau vers le haut dans l'air et vers le bas dans le SiO_2 . Une fraction de la lumière est réfléchie vers la nanocavité et une fraction est transmise à travers le réseau.

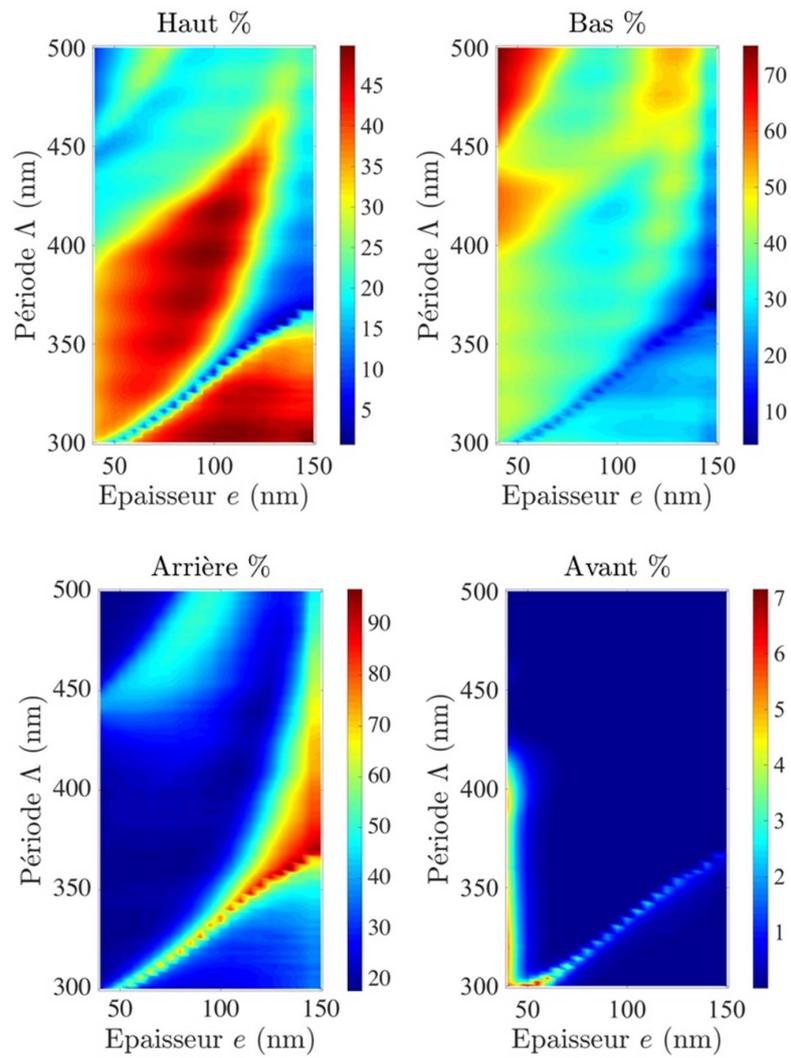


FIGURE 1.33 – Évolution des différentes pertes en fonction de la période Λ et de l'épaisseur e du réseau.

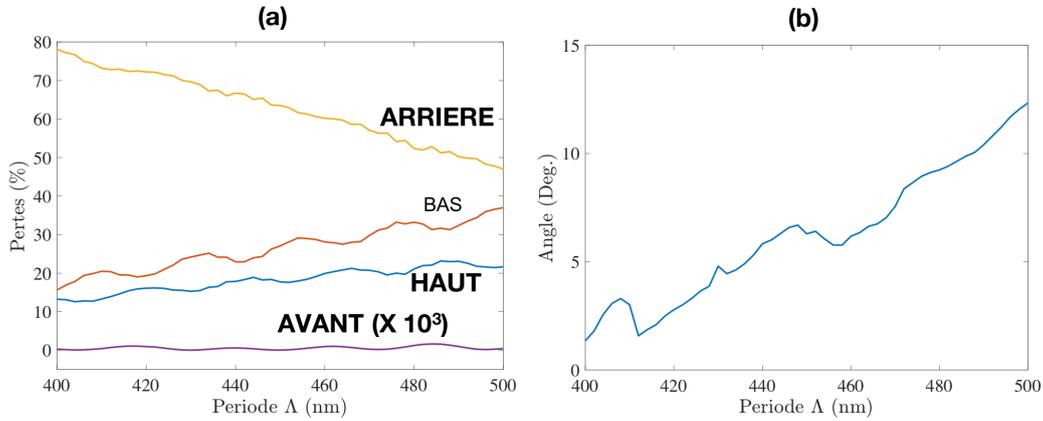


FIGURE 1.34 – Évolution des pertes (a) et de l'angle de diffraction (b) en fonction de la période Λ du réseau. L'épaisseur du réseau est $e = 150$ nm, ce qui correspond technologiquement à la gravure complète du GaInP.

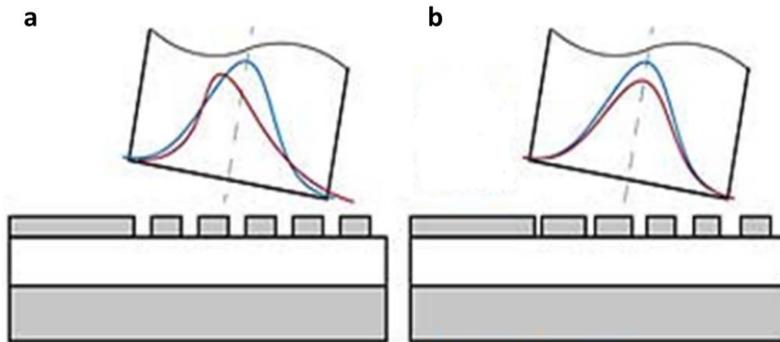


FIGURE 1.35 – Schéma de principe de l'adaptation de mode à réaliser pour minimiser les pertes du réseau-coupleur. Sur la Fig. **a**, un réseau-coupleur périodique dont le mode optique possède une partie exponentielle décroissante (rouge) et une fibre optique dont le mode optique est gaussien (bleu). Sur la Fig. **b**, après ingénierie sur le réseau-coupleur, le mode du réseau-coupleur devient un mode gaussien et s'adapte parfaitement au mode optique de la fibre optique.

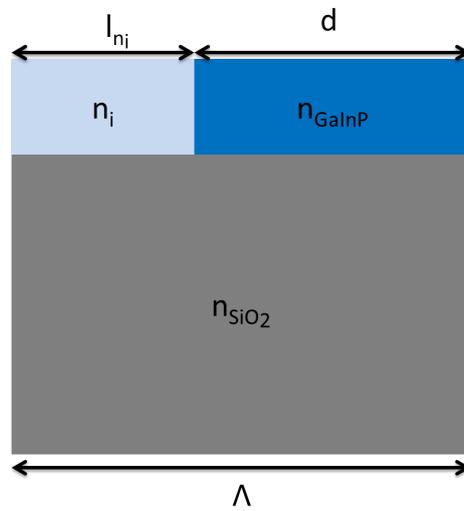


FIGURE 1.36 – Schéma d'une cellule du réseau périodique. Pour une longueur d'onde de 811 nm, n_{GaInP} correspond à l'indice de réfraction du GaInP qui est de 3.3137, n_i correspond à l'indice du matériau composant le trou qui est de 1 si c'est de l'air et n_{SiO_2} correspond à l'indice de SiO_2 qui est de 1.45. La longueur l_{n_i} correspond à la longueur du trou d'indice n_i et vaut 220 nm, la longueur a est la longueur de la cellule qui représente aussi la période du réseau et e est l'épaisseur de la membrane qui est de 150 nm.

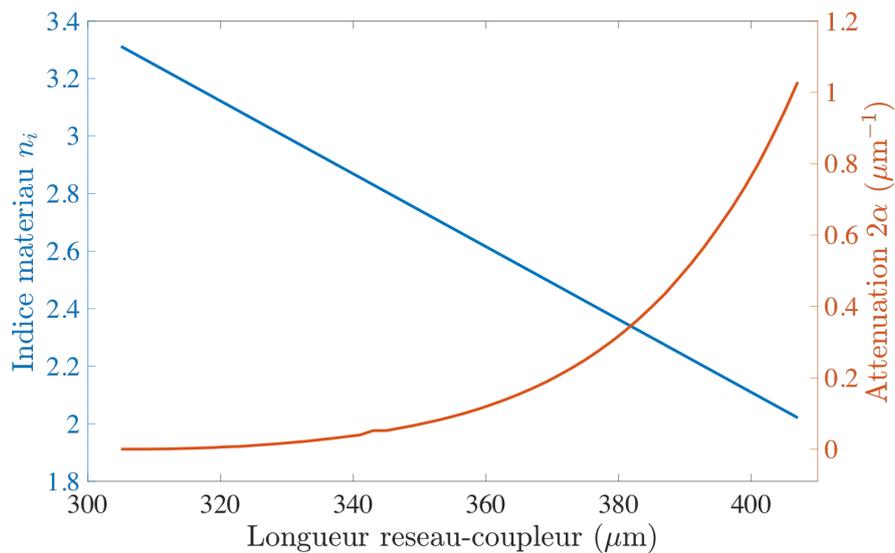


FIGURE 1.37 – Évolution de l'indice de réfraction n_i et du coefficient d'atténuation en fonction de la période.

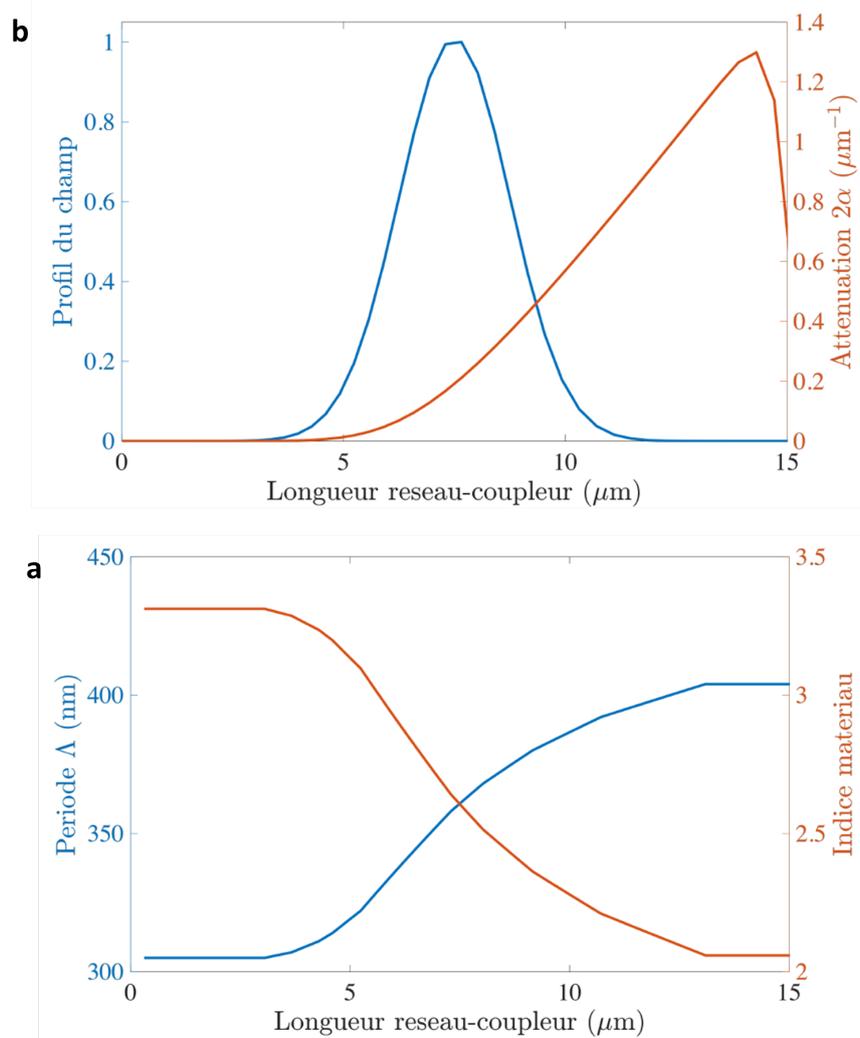


FIGURE 1.38 – En a : Évolution théorique du profil gaussien $G(z)$ et de 2α en fonction de z . En b : Évolution de la période Λ ainsi que de l'indice de réfraction n_i en fonction de l'axe de propagation z .

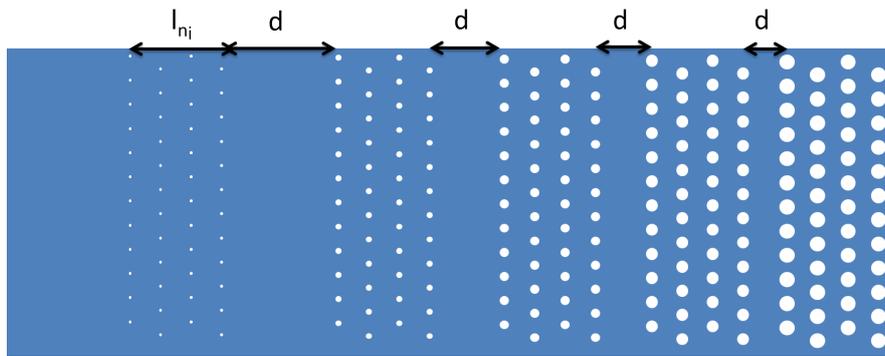


FIGURE 1.39 – Schéma de principe du réseau modifié. Les trous fins sont des ronds gravés profondément. La variation de l'indice n_i s'effectue en variant le diamètre des trous le long de l'axe de propagation z .

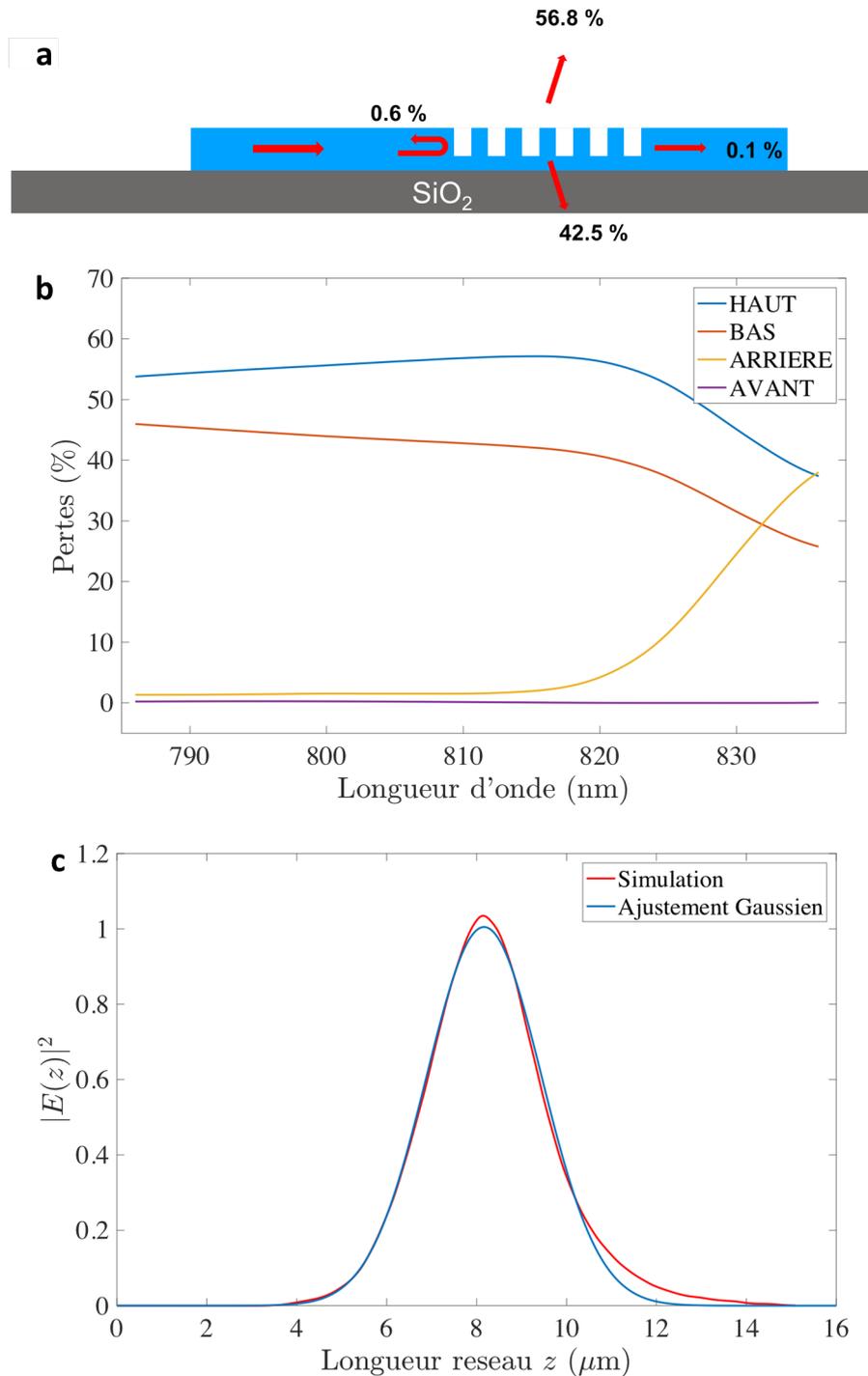


FIGURE 1.40 – En (a), schéma du réseau-coupleur avec les résultats des transmissions après apodisation. En (b), évolution des transmissions vers le haut (bleue), vers le bas (rouge), vers l'avant (violette) et vers l'arrière (jaune) en fonction de la longueur d'onde. En (c), évolution de l'enveloppe (bleue) du mode du réseau-coupleur apodisé en fonction de la longueur du réseau-coupleur z , ainsi que son ajustement gaussien (en rouge).

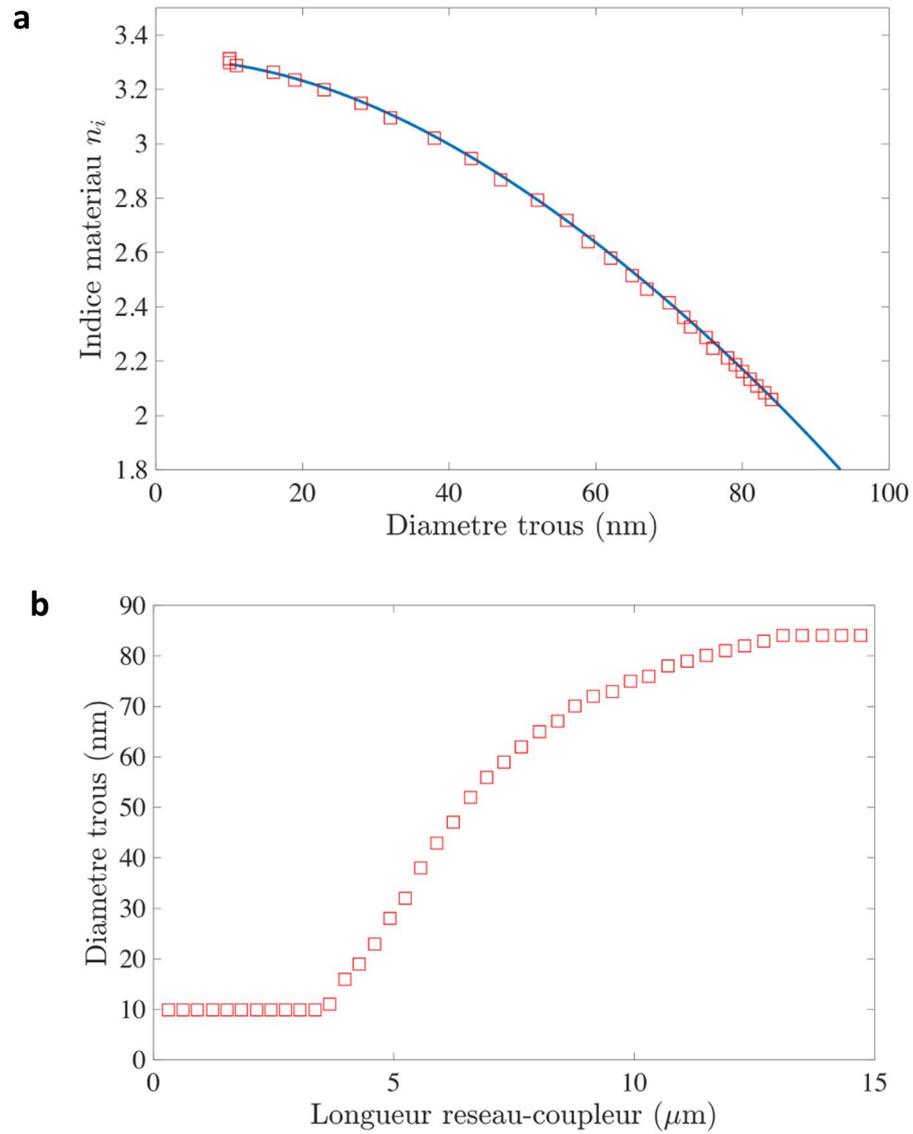


FIGURE 1.41 – En a : Évolution de l'indice de réfraction n_i en fonction du diamètre des trous D . L'indice maximale de 3.3137 correspond à un diamètre de 0 nm. L'indice minimale de 2 correspond à un diamètre de 86 nm. En b : Évolution de la taille des trous en fonction du numéro de la cellule.

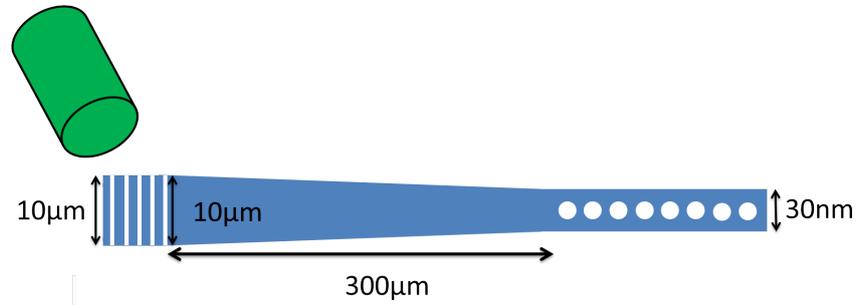


FIGURE 1.42 – Schéma représentant une nanocavité suivi du guide d'onde subissant une ingénierie pour permettre un passage adiabatique de la lumière issu de la fibre dont le spot vaut $10\ \mu\text{m}$ jusqu'à la nanocavité de largeur égale $300\ \text{nm}$.

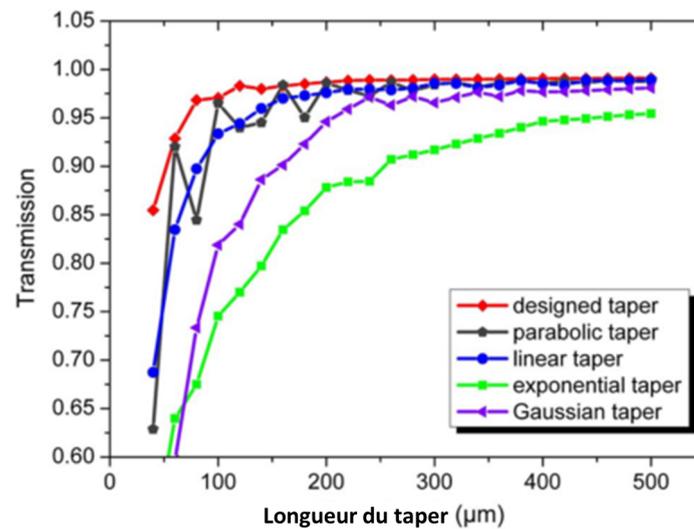


FIGURE 1.43 – Transmission du taper en fonction de la longueur du taper selon différents designs : parabolique, linéaire, exponentielle et gaussien, et pour une longueur d'onde de $1550\ \text{nm}$. Source : [90]

Chapitre 2

Fabrication des plateformes nanophotoniques

Dans ce chapitre, je décrirai les différentes étapes de fabrication des plateformes nanophotoniques dont le design a été présenté dans le Chap. [1](#). Ces procédés ont été mis en place dans la salle blanche du C2N. Le C2N possède une grande salle blanche d'environ 1000 m² appartenant au réseau CNRS Renatech, réseau français de nanofabrication, fournissant tous les outils nécessaires pour la recherche sur les micro- et les nano-technologies semi-conducteurs. Le procédé de fabrication des nanocavités autour de 800 nm a été développé au cours de ma thèse compte tenu de la nouveauté du matériau utilisé : le Gallium Indium Phosphore (GaInP). J'ai pu bénéficier de l'aide précieuse et de l'accompagnement efficace de mes collègues Fabrice Raineri et Dorian Sanchez, très expérimentés en technologie des cristaux photoniques. Je détaillerai ici les différentes étapes de fabrication ainsi que les difficultés rencontrées.

La fabrication repose sur quatre étapes importantes. La première étape est la croissance proprement dite du GaInP sur un substrat de GaAs. Puis, en second vient le collage (ou le report) de l'échantillon sur un substrat de Silicium (Si). Après ce report, le substrat de GaAs est retiré à l'aide d'une gravure humide. L'étape suivante consiste à reporter à travers un masque les dimensions des nanocavités, des guides et des réseaux sur le GaInP selon les résultats d'ingénierie du chapitre précédent. Enfin, l'étape de gravure ionique réactive (RIE) après la lithographie électronique permet de finaliser

l'échantillon. Après nettoyage, l'échantillon fabriqué est observé au microscope électronique à balayage pour vérifier son état avant sa caractérisation optique en dehors de la salle blanche.

2.1 La Croissance du GaInP

Le procédé de fabrication commence par la croissance du GaInP par épitaxie MOCVD (Metalorganic Chemical Vapor Deposition). Cette croissance a été réalisée par Grégoire Baudoin et Isabelles Sagnes au C2N. Elle est faite sur un substrat (plaque de 2 pouces) de GaAs en raison de l'accord de leur paramètre de maille. La Fig. 2.1 représente un schéma de la structure réalisée. La croissance d'une couche de 300 nm d'AlGaAs, appelé couche d'arrêt, est formée sur un substrat de GaAs. Puis, la croissance d'une couche de 5 nm de GaAs, appelée couche sacrificielle, est formée sur la couche d'arrêt. Enfin, la croissance d'une couche de GaInP de 150 nm est formée sur la couche sacrificielle. Grâce à la différence des vitesses de gravure entre le GaAs et l'AlGaAs, la couche d'arrêt d' $\text{Al}_{85}\text{Ga}_{15}\text{As}$ permettra l'arrêt du processus de gravure humide du substrat de GaAs, après l'étape de report. Après la croissance, la plaque de GaInP, qui fait 2 pouces de diamètre, est découpée, préférentiellement suivant les plans de clivage, en plusieurs échantillons rectangulaires faisant typiquement 15 mm par 10 mm. Il est à noter que cette étape de découpe en plusieurs échantillons peut être faite après le dépôt du SiO_2 .

2.2 Report sur le Silicium

Le but de cette étape est de reporter le GaInP sur un substrat de Silicium. Le report se fait en collant l'échantillon GaInP sur le substrat de Silicium en utilisant le polymère divinylsiloxane-benzocyclobutène (BCB). Celui-ci possède un indice de réfraction de l'ordre de 1.5 et est transparent aux longueurs d'onde considérées dans cette thèse. Afin d'augmenter l'adhérence, une couche de $2\ \mu\text{m}$ de SiO_2 est déposée sur les deux surfaces à coller Si et GaInP de part et d'autre du BCB. Le dépôt est déjà existant sur la plaque de Silicium commerciale, tandis que sur le GaInP il est effectué

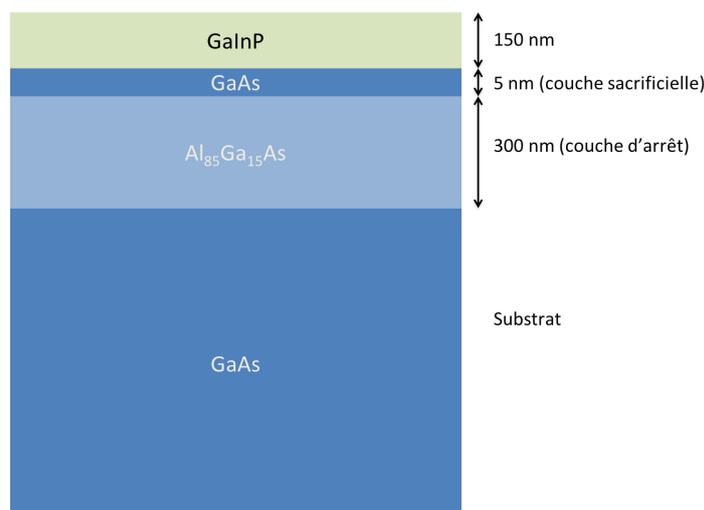


FIGURE 2.1 – Schéma de la structure de GaInP après l'épitaxie.

au C2N. Nous déposons $1\ \mu\text{m}$ de SiO_2 par pulvérisation.

Après cette première étape de dépôt, le report est réalisé. Les propriétés du BCB sont propices à un collage donnant une surface plane et sans défaut. Elles permettent également d'empêcher, lors de la polymérisation de ce dernier à plus de $300\ ^\circ\text{C}$, la remontée de bulles pouvant s'emprisonner et ainsi créer une surface rugueuse. Le polymère BCB est déposé sur la plaque Si/SiO_2 avec une seringue sur laquelle est placée un filtre à particule de $0.2\ \mu\text{m}$. Quelques gouttes suffisent. Il est ensuite étalé d'une manière homogène par spin-coating durant 30 s à une vitesse de 5000 tpm et une accélération de 2000 tpm/s. Avec ces paramètres, l'épaisseur du BCB est d'environ $1\ \mu\text{m}$. L'ensemble Si/SiO_2 et BCB est ensuite désorbé sur une plaque chauffante durant 15 minutes à $80\ ^\circ\text{C}$. Le collage de l'échantillon GaInP sur le substrat Si/SiO_2 est fait en Salle Blanche à l'aide du bonder (MICROTECH Süssle). Après avoir inséré l'ensemble GaInP/ SiO_2 -BCB- Si/SiO_2 dans le bonder, on fait croître la température jusqu'à $320\ ^\circ\text{C}$, tout en appliquant une pression de 250 mbar de part et d'autre de la structure. Cette pression dépend de la surface de l'échantillon à coller. La montée en température se fait en 2 phases : un premier palier jusqu'à $150\ ^\circ\text{C}$ pour rendre le BCB plus liquide, puis un deuxième et dernier jusqu'à atteindre $320\ ^\circ\text{C}$ pour le polymériser.

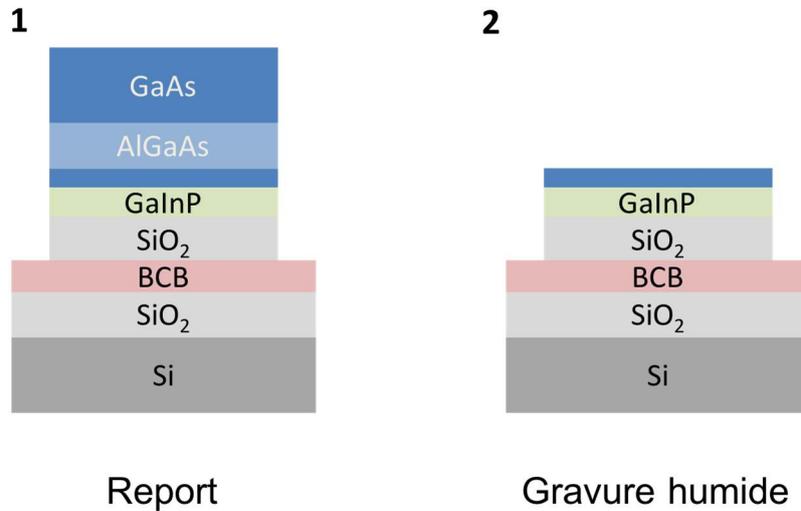


FIGURE 2.2 – Schéma de la structure après le report par collage et après la gravure du substrat de GaAs et la couche d'arrêt d'AlGaAs.

2.3 La gravure humide

La Fig. 2.2 représente la structure d'un échantillon après le report par collage. Il faut à ce stade retirer dans l'ordre le substrat de GaAs et la couche d'arrêt d'AlGaAs. Ces deux étapes sont réalisées par gravure chimique.

Le substrat de GaAs au dessus de la membrane de GaInP est gravé durant 1 h à l'aide d'une solution de peroxyde d'hydrogène (H_2O_2) et d'Ammoniac (NH_3) dans un rapport 19 :1. Cette étape constitue la phase de "polissage". La vitesse de gravure est de 33.3 nm/s. Ensuite le substrat est totalement gravé avec une solution solide d'acide citrique $C_6H_8O_7$ (50 mg), d' H_2O (50 ml), et de H_2O_2 (20 ml) durant 5 h 30. La vitesse de gravure est d'environ 15 nm/s. L'échantillon est ensuite nettoyé à l'eau déionisée (DI) durant 30 s puis séché avec un flux de N_2 .

La gravure de la couche d'arrêt d'AlGaAs s'effectue avec du fluorure d'ammonium (AF) durant 30 s avec une vitesse de gravure d'environ 30 nm/s. L'échantillon est ensuite nettoyé à l'eau DI durant 3 min puis séché au flux d'azote. La Fig. 2.3 représente des images réalisées par microscopie optique des échantillons après gravures. Elles montrent la qualité des surfaces obtenues. Il est à noter que la couche sacrificielle de 5 nm n'est pas retirée dans nos échantillons. En effet, elle est suffisamment mince pour

que l'on puisse négliger l'effet de celle-ci sur les propriétés optiques des nanocavités.

Avec ces étapes de gravure chimique, s'achève l'étape de préparation des échantillons sur lesquels seront maintenant réalisées les nanocavités.

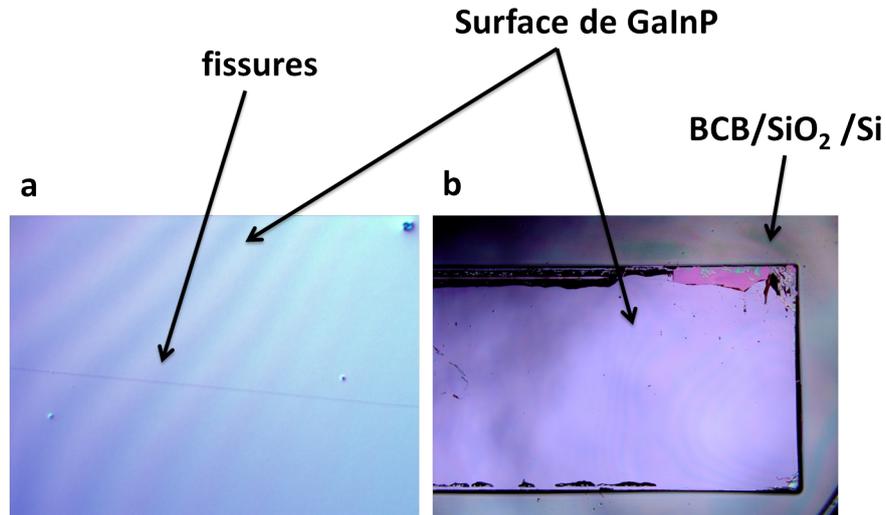


FIGURE 2.3 – En a : Image en microscopie optique après gravure du substrat et de la couche d'arrêt. Le grossissement est de x20. En b : Image de la surface de GaInP après gravure de la couche d'arrêt pour un autre échantillon, le grossissement étant de x5.

2.4 Lithographie électronique et gravure sèche

Pour réaliser la structure sur le GaInP, il faut graver ce dernier en suivant les formes géométriques des nanocavités, des guides et des réseaux de couplage. Ceci est réalisé en déposant une résine négative qui protégera les surfaces de GaInP qu'il ne faut pas graver. Cette étape est faite à l'aide de la lithographie électronique. Il faut au préalable réaliser un masque dessinant la forme de la structure sur la résine. Ceci est fait à l'aide d'Ipkiss¹ un langage de programmation basé sur python, développé par des chercheurs de l'Université de Ghent et dédié à la réalisation de masques complexes. La Fig. 2.4 représente un masque typique que j'ai réalisé au cours de ma thèse. Il représente une nanocavité à cristal photonique 1D au centre et les guides d'onde qui s'élargissent jusqu'aux réseaux. La structure se termine par des formes triangulaires afin d'éviter

1. <http://www.ipkiss.org/>

des réflexions parasites. La structure (nanocavité, guides et réseaux) est alors répétée plusieurs fois en faisant varier les paramètres de la nanocavité, tels que la période du cristal photonique, le rayon des trous, ou encore la largeur du guide. Le masque ainsi réalisé servira à définir la trajectoire du faisceau d'électrons pour insoler la résine et protéger ainsi les zones du GaInP qu'il ne faut pas graver.

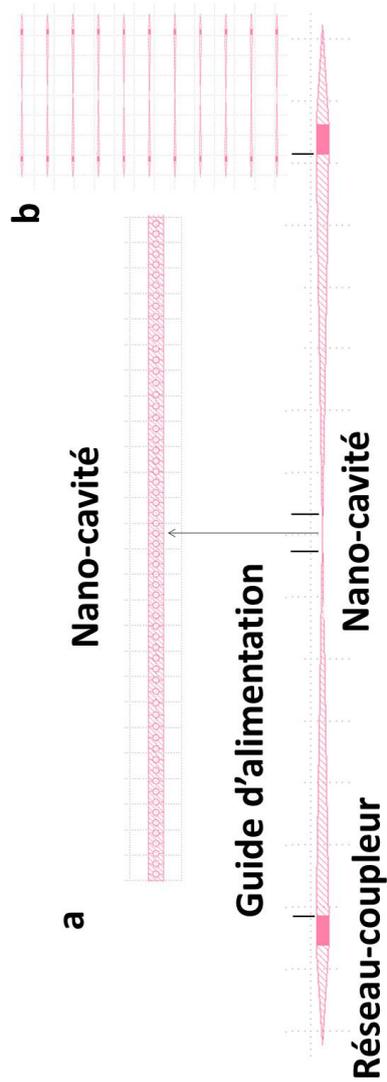


FIGURE 2.4 – Masque gds réalisé avec Ipkiss d'une structure linéaire avec une nanocavité 1D à cristal photonique. En **a**, une structure typique sur laquelle nous avons travaillé et en **b** un ensemble de ces structures.

Pour réaliser la lithographie électronique, j'ai déposé une résine d'hydrogénosilses-

quioxane (Hydrogène Silsequioxane - HSQ), résine négative, sur la surface du GaInP. Cette résine est choisie car elle permet d'atteindre de très bonnes résolutions (~ 10 nm) en lithographie électronique. Avant de déposer la résine, il est nécessaire de préparer l'échantillon pour que celle-ci soit uniformément étalée sur la surface. Ensuite la résine HSQ est étalée sur l'échantillon par spin-coating durant 60 s avec une vitesse de 1000 tpm et une accélération de 3000 tpm/s. L'épaisseur de résine est d'environ 200 nm. Enfin, l'échantillon est recuit pendant 40 min à 90°C .

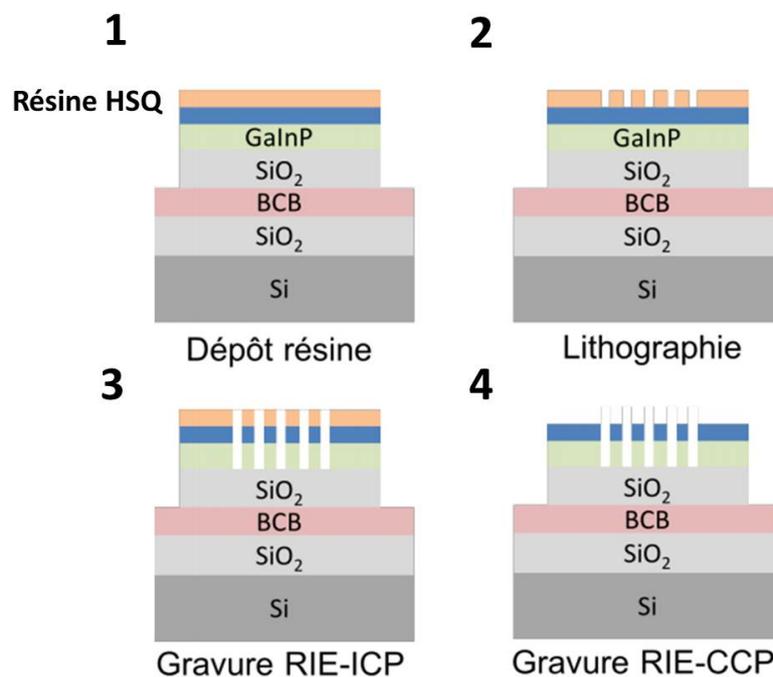


FIGURE 2.5 – État de la structure après la lithographie électronique et la gravure RIE.

L'échantillon est ensuite inséré dans le bâti de lithographie Masqueur-Vistec ebpg-5000+ pour insoler la résine selon le masque réalisé à l'aide d'un faisceau d'électrons qui modifie la structure de la résine, la transformant en SiO₂². L'intensité du faisceau d'électrons exprimée en $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ dépend de la complexité du motif et de la résolution souhaitée. Elle joue également un rôle important sur la qualité de la gravure. Dans le cas des nanocavités que j'ai réalisées au cours de ma thèse, l'optimisation de la lithographie et notamment le choix de l'intensité du faisceau d'électrons a été crucial,

2. Notons que ce bâti n'est pas accessible aux étudiants en thèse. Cette étape a été réalisée par Fabrice Raineri que je remercie

compte tenu des dimensions, plus petites que les nanostructures développées usuellement au C2N pour les longueurs d'onde télécom. Une fois la lithographie terminée, le masque est révélé en mettant l'échantillon dans une solution de AZ400K et d'eau déionisée, dans une proportion de 1 pour 4, durant 1 min. L'échantillon est ensuite lavé avec de l'eau déionisée, puis séché avec un flux de N_2 . Seule la résine HSQ exposée au faisceau d'électrons subsistera, et protégera l'échantillon de la gravure qui sera décrite dans la section suivante. La Fig. 2.5 récapitule les différentes étapes depuis le dépôt de la résine jusqu'à la gravure ionique réactive (RIE) par couplage capacitif du plasma (CCP) pour enlever la résine. Sur la Fig. 2.6, nous observons des images prises au microscope optique après la révélation de la résine. Sur la Fig. 2.6a, on peut observer trois structures d'un masque que nous avons réalisés. Tout en haut, nous trouvons le guide "neutre" composé de deux réseaux-coupleurs reliés par un guide droit sans nanocavité. Ce guide servira aux alignements optiques et à normaliser la transmission des nanocavités. On y remarque une fissure qui peut subvenir lorsque la structure se trouve sur un défaut de la surface de GaInP, d'où la nécessité de réaliser plusieurs fois les structures sur le même échantillon. En-dessous, nous trouvons deux structures de paramètres différents composées chacune d'une nanocavité, des guides d'alimentation et des réseaux-coupleurs. Sur la Fig. 2.6b, nous observons une nanocavité, dont le couplage de la lumière est réalisé grâce à un miroir inverse. Sur la Fig. 2.6c nous voyons un réseau-coupleur sur lequel nous avons fait un zoom avec un grossissement x20. Enfin sur la Fig. 2.6d, nous voyons une nanocavité dont le couplage de la lumière est réalisé grâce à un miroir inverse, prolongé des deux côtés par des guides d'alimentation. Nous ne voyons pas les trous au microscope optique car la résolution est insuffisante.

Sur la Fig. 2.7, nous observons des images prises au Microscope Électronique à Balayage (MEB-Magellan 400L) pour vérifier la qualité de la gravure du masque et tout particulièrement si les trous ont bien été ouverts et gravés aux dimensions fixées lors du design. La Fig. 2.7a montre le réseau-coupleur. La période est de 473 nm environ, valeur assez proche de la valeur théorique de 470 nm. Sur la Fig. 2.7b, il s'agit des guides d'alimentation prolongeant le réseau-coupleur. Enfin sur la Fig. 2.7c, nous observons une nanocavité entourée des guides d'alimentation dans le cas où le couplage

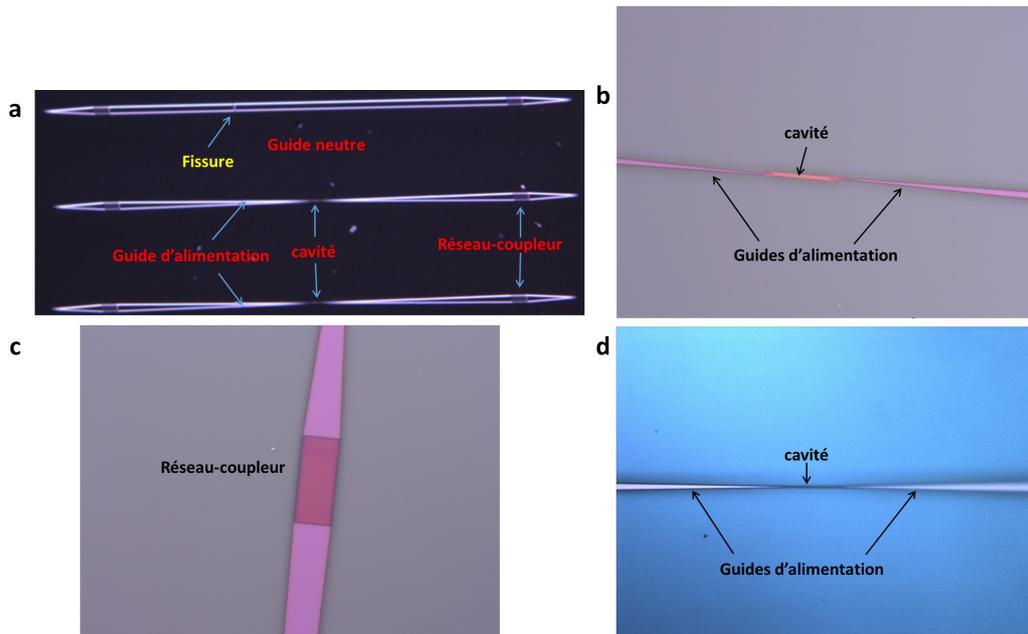


FIGURE 2.6 – Images optiques prises après la révélation de la résine pour différentes nanocavités sur différents échantillons. En **a**, nous avons représenté trois structures typiques : un guide neutre sur lequel nous observons une fissure, deux structures ayant une nanocavité, des guides d'alimentation et des réseaux-coupleurs. En **b**, un zoom sur le réseau-coupleur. En **c**, un zoom sur la nanocavité et les guides d'alimentation.

est évanescents. La taille des trous est d'environ 123 nm, la valeur théorique étant de 120 nm.

Les structures ont été réalisées par gravure ionique réactive à plasma haute densité à couplage inductif (RIE-ICP Sentech 1). Afin de graver le GaInP, un gaz à base de HBr/O₂/He a été utilisé. Différentes proportions et différents temps de gravures ont été testés sur des échantillons simples avant de retenir les paramètres de gravures adéquats pour la suite des structures.

Une des dernières étapes dans le processus technologique est l'observation des échantillons fabriqués au MEB pour "valider" définitivement le processus technologique pour les expériences optiques en dehors de la salle blanche.

Des problèmes pouvaient survenir durant le procédé de fabrication. Dans la Fig. 2.8, nous avons regroupé des structures où apparaissent des défauts ou des imperfections que nous avons pu rencontrer durant la fabrication. Sur la Fig. 2.8a, nous observons une nanocavité dont les trous sont peu ouverts. En effet, le diamètre de ces trous est

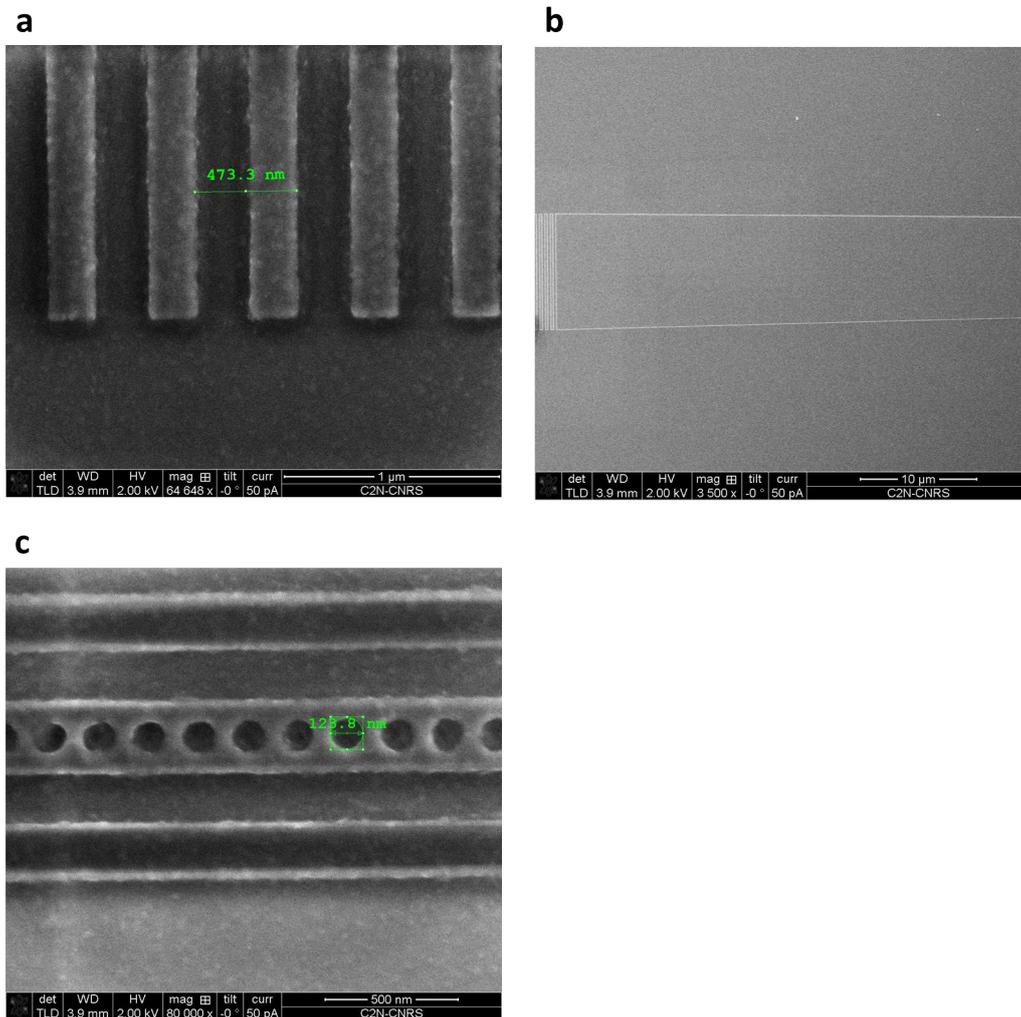


FIGURE 2.7 – Images MEB de structures où le couplage de la lumière se fait par couplage évanescent, juste après la révélation et avant la gravure sèche. En **a**, réseau-coupleur dont la période est d'environ 473 nm. En **b**, guide d'alimentation prolongeant le réseau-coupleur. En **c**, nanocavité entourée des guides d'alimentation. La taille des trous est d'environ 124 nm.

de 65 nm, loin de la valeur théorique de 120 nm. Ceci arrive le plus souvent lorsque le temps de révélation est trop court. La solution d'AZ400K n'a pas eu le temps d'éliminer toute la résine HSQ avant l'étape de gravure. Sur la Fig. 2.8b, nous observons de la rugosité sur les bords des nanocavités mais aussi dans les trous. Celle-ci est source de beaucoup de pertes par diffraction dans les circuits nano-photoniques.

La Fig. 2.9 montre deux images de plateformes nano-photoniques que nous avons

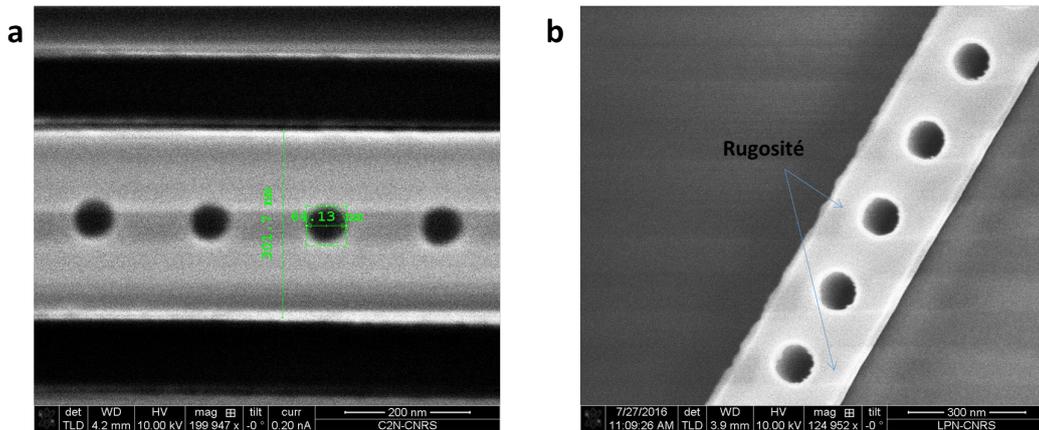


FIGURE 2.8 – Images MEB de structures ayant des défauts ou des imperfections. En **a**, la taille des trous est d'environ 65 nm, la valeur théorique étant de 120 nm. En **b**, rugosité sur les bords de la nanocavité source de grandes pertes aux petites longueurs d'onde.

réalisées pour tester l'erreur sur les distances entre le guide d'alimentation et la nanocavité dans le cas d'une nanocavité où la lumière est couplée par couplage évanescent latéral. Sur la Fig. 2.9a, la distance est de 40 nm, valeur égale à la distance visée. Sur la Fig. 2.9b, la distance expérimentale est de 321 nm, la distance visée étant de 320 nm. Hormis le fait que les distances obtenues soient identiques (à quelques nanomètres près), aux distances visées, on note une meilleure qualité des surfaces

La Fig. 2.10 montre quelques exemples des images prises au MEB de structures finales. Il s'agit d'images de la nanocavité avec les guides pour le couplage et aussi du réseau pour l'injection. Les images montrent la qualité satisfaisante des gravures avec des erreurs technologiques de l'ordre de 3 à 5 nm pour les trous ronds de rayon égale à 60 nm. Sur la Fig. 2.10a, nous observons une nanocavité entourée des guides d'alimentation avec lesquels elle se couple par couplage évanescent. Sur la Fig. 2.10b, il s'agit de la même image sur laquelle nous avons zoomé afin de mesurer les paramètres géométriques de la nanocavité. La largeur de la nanocavité est d'environ 306 nm, la valeur théorique étant de 300 nm. La taille des trous est d'environ 120 nm ce qui correspond à la valeur théorique. La distance entre le guide d'alimentation et la nanocavité est d'environ 211 nm, la valeur théorique étant de 210 nm, enfin la largeur du guide d'alimentation est de 215 nm, la valeur théorique étant de 220 nm. Sur la Fig. 2.10c il s'agit

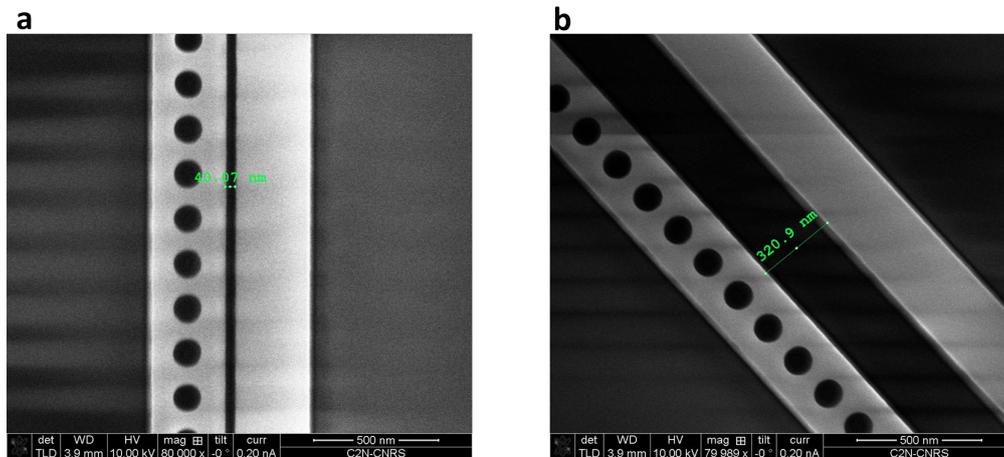


FIGURE 2.9 – Images MEB de structures représentant : en (a) une nanocavité à cristal photonique dont l'ingénierie a été faite sur la période. L'architecture représentée est le cas où la lumière est couplée à la nanocavité par couplage évanescent. La distance cavité-guide est de 40 nm En (b), il s'agit de la même structure mais pour une distance cavité-guide égale à 320 nm

d'une nanocavité avec un miroir inverse. Cette image est agrandie sur la Fig. 2.10d. Enfin, sur les Figs. 2.10e et f, nous observons le réseau coupleur de période égale à 474 nm et le guide d'alimentation dont la largeur varie linéairement.

En conclusion, les structures fabriquées sont de bonnes qualités. Les gravures permettent d'avoir des flancs droits et des trous gravés profondément. L'écart entre la simulation et la technologie pour les paramètres est comprise entre 3 nm et 5 nm. Cette erreur est difficilement diminuable, celle-ci étant due aux bruits intrinsèques aux machines technologiques. Un déplacement de 3 nm de la période centrale de la nanocavité engendre un déplacement de 18 nm en longueur d'onde. Nous voyons à quel point il est difficile de fabriquer les structures dans le but d'avoir une résonance de la cavité proche de celle de la résonance atomique. C'est pourquoi il faut, sur une même structure, fabriquer plusieurs cavités avec différentes périodes centrales.

Les nanostructures fabriquées et caractérisées peuvent maintenant être sorties de la salle blanche vers le laboratoire pour une étude optique détaillée afin de déterminer entre autres les longueurs d'onde de résonances et mesurer les facteurs de qualité.

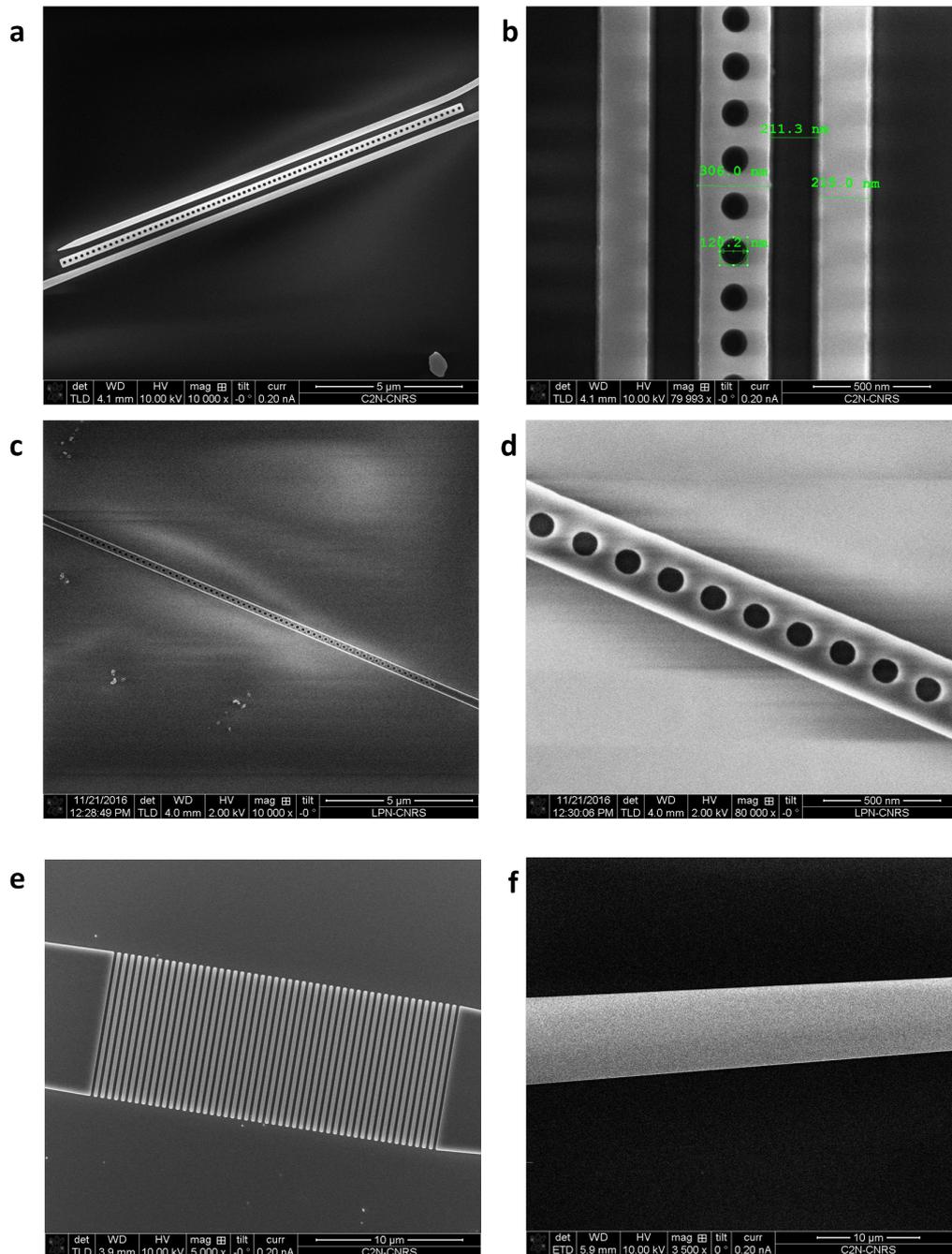


FIGURE 2.10 – Images MEB de structures représentant : en (a) une nanocavité à cristal photonique dont l'ingénierie a été faite sur la période. L'architecture représentée est le cas où la lumière est couplée à la nanocavité par couplage évanescent. En (b), grossissement sur la nanocavité. Les mesures prises sont pratiquement en adéquation avec le modèle théorique. La largeur de la nanocavité est de 306 nm, le diamètre des trous est de 120 nm, la largeur du guide d'alimentation est de 215 nm et la distance entre la nanocavité et le guide d'alimentation est de 111 nm. En (c), nanocavité dont la lumière est couplé par ingénierie inverse du miroir. En (d), grossissement sur une nanocavité dont la lumière est couplé par ingénierie inverse du miroir. Le diamètre des trous est de 115 nm et la période est de 181 nm. En (e), réseau coupleur périodique. Et en (f), partie du guide d'alimentation.

Chapitre 3

Caractérisations des plateformes nano-photoniques

Dans ce chapitre, je décrirai les caractérisations optiques des structures nano-photoniques fabriquées durant ma thèse afin de déterminer les longueurs d'ondes et les facteurs de qualité des résonances optiques des nanocavités. Pour cela, j'ai utilisé tout d'abord un laser Titane :Saphir (Ti :Saphir) Mai-Taï pulsé émettant entre 690 nm et 900 nm. La largeur spectrale des impulsions de 100 fs, de l'ordre de 10 nm, permet de déterminer aisément les spectres des résonances des nanocavités pour étudier leur évolution avec différents paramètres géométriques des nanostructures et les comparer aux résultats des simulations FDTD. Cependant, cette largeur spectrale associée à la résolution du spectromètre de 0,04 nm utilisé est insuffisante pour déterminer directement les facteurs de qualité des résonances lorsque $Q \geq 2 \times 10^3$. Pour déterminer ces derniers, deux techniques ont été développées. Une technique temporelle pour déterminer la durée de vie des photons τ dans les nanocavités, à partir de laquelle on peut déduire le facteur de qualité $Q = \omega\tau$. Une technique spectrale de spectroscopie fine consistant à mesurer le spectre autour de la résonance de la nanocavité à l'aide d'un laser continu accordable en longueur d'onde, en déduire la largeur $\delta\omega$ de la résonance et déterminer enfin la facteur de qualité $Q = \omega/\delta\omega$.

Je développerai en détail ces deux techniques et présenterai les montages expérimentaux associés. Pour les expériences de détermination des résonances et de mesure

des durées de vie, j'ai réalisé entièrement le montage et utilisé pour cela la source Ti :Saphir pulsée. Pour la méthode spectrale, les expériences ont été réalisées au LKB en collaboration avec Rajiv Boddeda et Alberto Bramati, en utilisant une source laser continue accordable entre 790 nm et 850 nm.

3.1 Détection des résonances des nanocavités

Cette expérience s'effectue dans le domaine fréquentiel. L'idée est d'envoyer une impulsion laser courte afin de sonder tous les modes de résonance de la nanocavité compris dans le spectre de l'impulsion. Il s'agit donc d'une approche simple et rapide car aucun balayage en longueur d'onde n'est nécessaire. Si besoin, la gamme spectrale peut être étendue en recommençant la mesure pour une autre longueur d'onde centrale du laser. Nous travaillons avec un laser Ti :Saphir pulsé à 80 MHz. Il est accordable en longueur d'onde de 690 nm à 900 nm. Les impulsions ont une durée de 100 fs et une largeur spectrale d'environ 10 nm. Néanmoins, dans les guides d'onde, les impulsions sont élargies jusqu'à 30 nm à cause de nombreux processus dont les interactions non-linéaires. Ceci permet d'observer entre quatre et cinq résonances de la nanocavité sans modifier la longueur d'onde du laser. Dans ce paragraphe, nous verrons en premier lieu le montage expérimental qui se décompose en deux parties : le système d'imagerie et le système de détection des résonances des modes issus de la nanocavité. Ensuite, nous discuterons des résultats obtenus et les comparerons aux simulations.

3.1.1 Montage expérimental

Une composante essentielle dans nos montages expérimentaux est le système d'imagerie. En effet, compte-tenu de la petitesse des nano-structures et de leur grand nombre sur un échantillon de surface d'environ 1 cm^2 , il est essentiel d'avoir un système permettant de visualiser la nano-structure étudiée. Le montage est représenté sur la Fig. [3.1](#). Pour réaliser l'image de l'échantillon, une source de lumière blanche est utilisée. Elle est collimatée jusqu'à un miroir d'or grâce à une lentille convergente, L1, de focale égale à 200 mm. Un cube séparateur 50/50 permet de réfléchir une partie de la lumière blanche vers l'objectif de microscope infrarouge Mitutoyo NIR. Ce dernier a une

ouverture numérique de 0.26 et un grossissement de $\times 10$. La focale, f_{obj} , de l'objectif de microscope est de 20 mm et sa distance de travail 30,5 mm. Cet objectif permet de focaliser la lumière blanche sur l'échantillon. La lumière rétro-diffusée repasse alors par l'objectif. L'image de l'échantillon est alors focalisée par une lentille, L2, de focale égale à 300 mm et détectée par la caméra IR (Edmond Optics), cette dernière nous permettant à la fois de visualiser l'image de l'échantillon et les résonances issues des cavités situées dans le domaine IR. Nous obtenons ainsi sur la caméra une image agrandie d'un facteur 15 (f_{L2}/f_{obj}) des nano-structures.

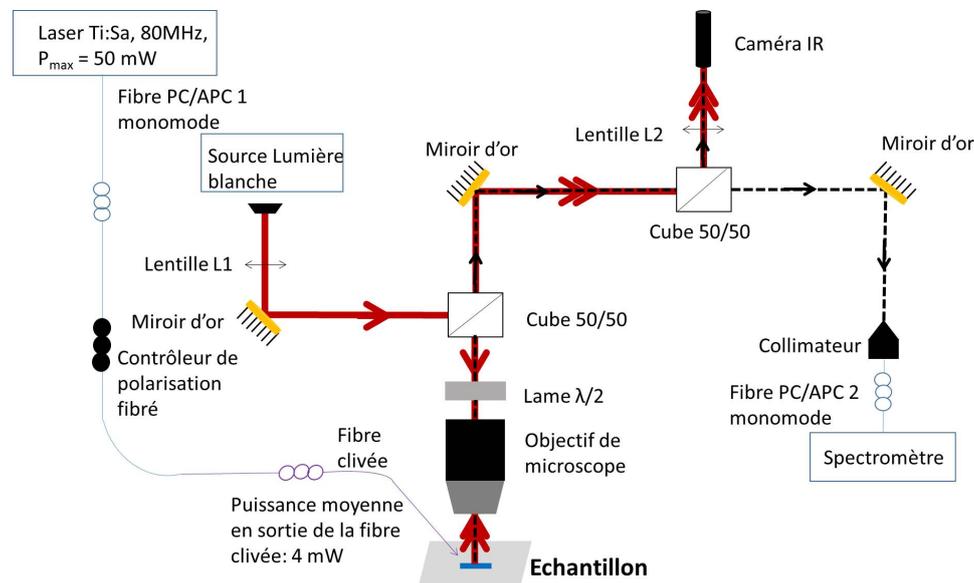


FIGURE 3.1 – Schéma de l'expérience d'imagerie et de détection des résonances de la structure nano-photonique gravée sur une membrane de GaInP. Le trait noir en pointillé représente le signal issu de la nanocavité.

Pour la détection des résonances de la nanocavité, nous avons utilisé un spectromètre Ocean Optics, modèle HR2000, de résolution $\delta\lambda$ égale à 0,4 nm, et de bande passante comprise entre 780 nm et 950 nm. Comme nous pouvons le voir sur la Fig. 3.1, la lumière laser que la fibre mono-mode (en bleue) suivie d'une fibre clivée (en violet) injecte dans le réseau-coupleur est issue du laser pulsé Ti :Saphir. En sortie de la fibre clivée, une puissance maximale de 4 mW est mesurée, la puissance initiale étant d'environ 50 mW. Nous pouvons voir l'évolution de la puissance en sortie de la fibre clivée en fonction de la longueur d'onde centrale de l'impulsion laser sur la Fig. 3.2. L'intensité

est maximale pour la longueur d'onde de 820 nm. Elle est pratiquement nulle à partir de 870 nm. La puissance en sortie de la fibre clivée dépend de la puissance en sortie du laser, de la forme spatiale du mode ainsi que de son parcours dans les fibres, subissant des pertes dans la fibre et à la jonction entre les fibres.

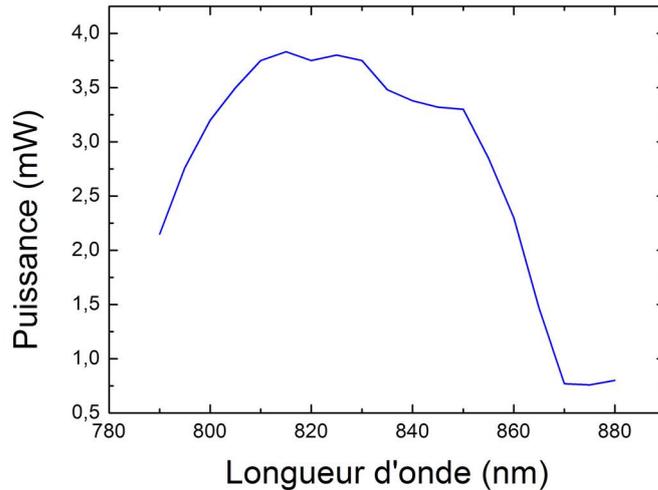


FIGURE 3.2 – Puissance en sortie de la fibre clivée en fonction de la longueur d'onde centrale de l'impulsion laser.

La polarisation de la lumière injectée dans le réseau-coupleur est contrôlée au préalable grâce à un contrôleur de polarisation fibré. En effet, les nanocavités à cristal photonique ont été fabriquées dans le but d'obtenir de forts facteurs de qualité pour un mode fondamental polarisé TE. Par ailleurs, seul la composante TE peut se propager dans le guide et être diffractée par le réseau-coupleur. La lumière découpée à l'autre extrémité via le réseau-coupleur est collectée grâce à l'objectif de microscope. Une partie du signal est imagée sur la caméra IR tandis que l'autre partie est envoyée vers le spectromètre, en utilisant un collimateur et une fibre.

3.1.2 Étude sur le guide neutre

La première mesure que nous devons faire avant d'étudier les nanocavités est liée à la détermination de la bande passante du réseau-coupleur. Sur la Fig. 3.3, nous avons représenté le schéma d'un guide tout d'abord sans nanocavité se trouvant sur l'échan-

tillon où nous avons également réalisé des nanostructures contenant des nanocavités. L'échantillon sur lequel nous avons travaillé est nommé "Sample 6, GaAs 837". En mesurant la transmission sur cette structure avec le laser pulsé, en absence de nanocavité, nous pouvons caractériser la bande passante du réseau-coupleur, considérant les limites imposées par le spectromètre et le laser.

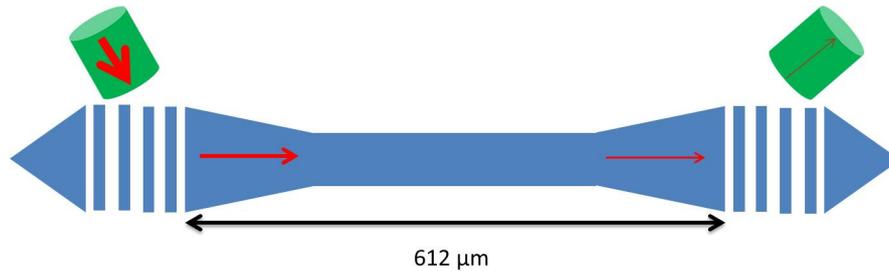


FIGURE 3.3 – Schéma d'un guide neutre pour étudier le couplage de la lumière issue de la fibre optique dans le réseau coupleur d'entrée ainsi que le découplage. Le guide neutre mesure $612 \mu m$ de long.

L'expérience a été réalisée pour des impulsions laser dont la longueur centrale varie entre 790 nm et 880 nm. En effet, la bande passante du spectromètre est comprise entre 780 et 950 nm, quant au laser, son régime en mode pulsé est limité à la longueur d'onde de 880 nm pour des raisons techniques. Nous avons normalisé la puissance en sortie de la fibre nommée "Fibre PC/APC 2", que nous pouvons voir sur la Fig. 3.1, par rapport à la puissance en sortie de la fibre clivée, c'est à dire la puissance lumineuse injectée dans la structure à travers le réseau-coupleur d'entrée. Sur la Fig. 3.4, nous avons représenté, par des carreaux noirs, l'intensité normalisée du signal sortant du réseau-coupleur après avoir été injecté dans le réseau-coupleur d'entrée, parcouru la longueur du guide sans nanocavité, et collecté par l'objectif de microscope, en fonction de la longueur d'onde centrale de l'impulsion laser. Nous constatons que la plage de longueur d'onde transmise à travers le réseau-coupleur périodique, appelée aussi bande passante (à la moitié de l'intensité), est comprise entre 790 nm et 860 nm. Le maximum se situe autour 790 nm constituant un écart de 20 nm par rapport à longueur d'onde de 810 nm pour laquelle nous avons réalisé l'optimisation du réseau par simulation numérique. Cet écart peut provenir des erreurs technologiques et de l'angle d'incidence qui peut être différent de l'angle de simulation. La courbe décroît selon une tendance presque

linéaire dans l'intervalle de longueur d'onde considéré (ce qui ne serait pas le cas sur un intervalle plus grand) bien que nous constatons une baisse importante de l'intensité à partir de 865 nm. Cela est dû à la très faible intensité de la puissance du signal d'entrée, sortant de la fibre clivée, à partir de cette longueur d'onde, et ainsi la normalisation devient peu précise à cause de l'existence du bruit. Nous avons simulé trois courbes de la transmission normalisée du réseau-coupleur en fonction de la longueur d'onde du mode injecté, pour différents angles d'inclinaison de la fibre clivée qui sont 11° (courbe rouge), 14° (courbe noire) et 17° (courbe bleue). Les simulations ont été faites en 2D sur la structure schématisée dans le Fig. 1.32. La période du réseau est de 470 nm. L'intensité de sortie est normalisée par rapport à l'intensité d'entrée. Enfin ces résultats tiennent compte des deux réseaux liés entre eux par un guide d'onde. Le comportement expérimental est proche de celui de la simulation (faite en 2D car le calcul en 3D prend beaucoup de temps). Cela dit les calculs FDTD 2D sont assez proches de la réalité si on les compare aux mesures. La première chose à constater est que les transmissions sont plus intenses pour un angle de 11° sur l'intervalle de longueur d'onde considéré ce qui est normal puisque nous avons optimisé le réseau-coupleur pour un angle de 10° . Les courbes ont une tendance linéaire sur l'intervalle considéré (mais ne l'est pas forcément sur un intervalle de longueur d'onde plus grand) et correspondent bien, en partie, aux résultats expérimentaux obtenus. Nous pouvons d'ailleurs en déduire que l'inclinaison de notre fibre clivée, difficile à définir expérimentalement, est, selon les simulations, proche de 17° .

3.1.3 Détermination des résonances

Résonances des cavités à couplage par ingénierie inverse

Nous avons indiqué dans le Chap. 1 que pour coupler la lumière du guide d'alimentation, prolongeant le réseau-coupleur, dans la nanocavité à cristal photonique, nous avons opté pour la méthode du miroir inverse (cf. paragraphe 1.5.1). Sur la Fig. 3.5, est reproduite une partie d'un masque où se trouvent des nanostructures sur lesquelles je mesure les résonances. Il s'agit de la colonne B, se trouvant sur l'échantillon nommé "Sample 1, GaAs945", de nanocavités dont l'ingénierie a été faite sur la période. Pour

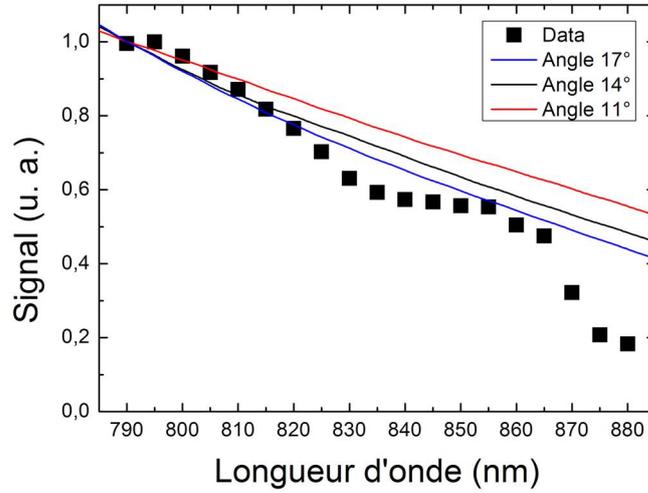


FIGURE 3.4 – Transmission normalisée du signal couplé dans le réseau-coupleur en fonction de la longueur d'onde du laser pulsé (carreaux noirs). La courbe rouge, noire et bleue représentent respectivement l'évolution de la transmission normalisée en fonction de la longueur d'onde du mode d'injection pour un angle respectivement de 11° , 14° et 17° .

information, cet échantillon contient deux colonnes, dont nous verrons la deuxième par la suite. La période centrale a_0 varie entre 174 nm et 202 nm afin de faire varier la longueur d'onde de chaque mode ainsi que le facteur de qualité en fonction de la période centrale. La période algorithmique, c'est à dire, la période centrale que nous avons utilisée pour générer les périodes constituant les miroirs à partir de l'algorithme défini par l'Eq. 1.14, est égale à 180 nm pour la colonne B. Les notations sur le masque correspondent aux paramètres suivants : "r" est le rayon et "60" signifie que le rayon des trous est de 60 nm. a_0 est la période centrale de la nanocavité et "200" jusqu'à "174" sont les valeurs qu'elle prend. a_{max} est la période maximale de valeur "215" nm. Enfin a_{algo} est la période algorithmique et vaut "180" nm. A partir de la période algorithmique, nous avons trouvé les autres périodes centrales a_0 en déplaçant la période selon le rapport a_0/a_{algo} . Par exemple, la nanostructure B15 est composée des deux réseaux-coupleurs et d'une nanocavité au centre dont la période centrale vaut 174 nm. Les positions des trous seront celles données par l'Eq. 1.14 pour $a_0 = 180$ nm, décalées d'un facteur $x = 174/180$. De même, la nanostructure B1 est composée de la même

manière que B15 mais la période centrale de sa nanocavité vaut 202 nm et donc $x = 202/180$. Une image MEB dans la Fig. 3.5 représente une cavité typique de ces structures. Sur la Fig. 3.6a, nous observons le spectre de transmission de la nanostructure dont la période centrale vaut 180 nm ($x = 1$), mesuré en sortie du réseau-coupleur. Des observations ont été faites au-dessus du réseau-coupleur et au-dessus de la cavité. Dans chaque cas, le temps d'intégration du spectromètre, temps pour réaliser une acquisition, diffère. Les temps d'intégration donnent une indication de l'intensité du signal qui reste néanmoins très faible et correspond à des puissances optiques inférieures au nanowatt. En effet, lorsque le signal est intense, nous réduisons le temps pour ne pas saturer le spectromètre. Pour une impulsion laser centrée autour de 840 nm, les modes 2, 3 et 4 sont transmis et leurs longueurs d'ondes valent respectivement 841 nm, 852 nm et 865 nm pour un temps d'intégration de 20 ms. Les modes optiques obtenus sont en général au nombre de quatre et sont séparés en moyenne de 12 nm. Les modes de longueur d'onde 852 nm et 865 nm sont les plus intenses. Sur la Fig. 3.6b, il s'agit de la même nanocavité mais les modes sont détectés en collectant les fuites au-dessus de la nanocavité à l'aide de l'objectif de microscope. Nous voyons apparaître le mode 1 situé à 830 nm, pour un temps d'intégration de 1000 ms, que nous n'avons pas réussi à voir sur les spectres de transmission au niveau du réseau. Ce qui est important de noter c'est que le mode fondamental n'est pratiquement jamais observé à la sortie du réseau-coupleur ou est très faiblement transmis. Les raisons de cela seront données par la suite.

Nous avons représenté dans les Figs. 3.7, 3.8 et 3.9 les résonances issues de nanocavités de la colonne C sur le même échantillon que celui contenant les nanostructures de la colonne B. Cette colonne est identique à la colonne B décrite précédemment, mais la période algorithmique est de 178 nm. Les Figs. 3.7a et b représentent les longueurs d'ondes de résonances des modes de la nanocavité C13 ($a_0 = 178$ nm) détectées respectivement au-dessus du réseau-coupleur et au-dessus de la nanocavité. La longueur d'onde du laser étant respectivement de 840 nm et 830 nm et les temps d'intégration du spectromètre étant respectivement de 50 ms et 500 ms, on constate à nouveau que certains modes ne sont pas transmis à travers le réseau-coupleur de sortie notamment

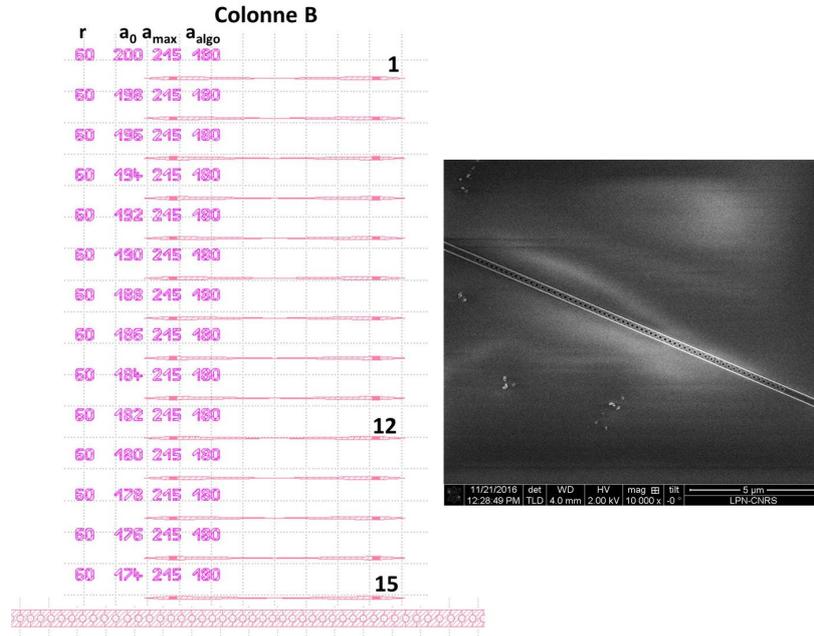


FIGURE 3.5 – Masque typique que nous avons dessiné pour les nanocavités dont le couplage de la lumière dans la nanocavité se fait grâce à une ingénierie inverse du miroir. A droite une image MEB d’une nanocavité.

le mode fondamental. Cependant, au-dessus de la nanocavité, tous les modes sont observés dont le mode fondamental (Mode 1) situé à 805 nm même si son intensité est faible. Il résulte à 2 nm de la longueur d’onde visée du mode fondamental est de 803 nm. Les modes 2 et 3 se situent respectivement à 817 nm et 830 nm. Au-delà de la longueur d’onde du dernier mode situé à 843 nm (mode 4), nous observons un signal large qui se situe hors du gap.

De même, nous avons représenté sur la Fig. 3.8a et la Fig. 3.8b les modes détectés respectivement au-dessus du réseau-coupleur de sortie et de la nanocavité C12. Pour cette nanocavité la période centrale est de 180 nm. Les mesures ont été effectuées pour une longueur d’onde centrale du laser égale à 830 nm et un temps d’intégration du spectromètre égal à 20 ms au-dessus du réseau-coupleur de sortie et 1000 ms au-dessus de la nanocavité.

De façon similaire, nous avons représenté sur la Fig. 3.9a et la Fig. 3.9b les modes issus de la nanocavité C11, sur laquelle la période centrale vaut 182 nm, au-dessus du réseau-coupleur et au-dessus de la nanocavité. Les mesures ont été effectuées pour

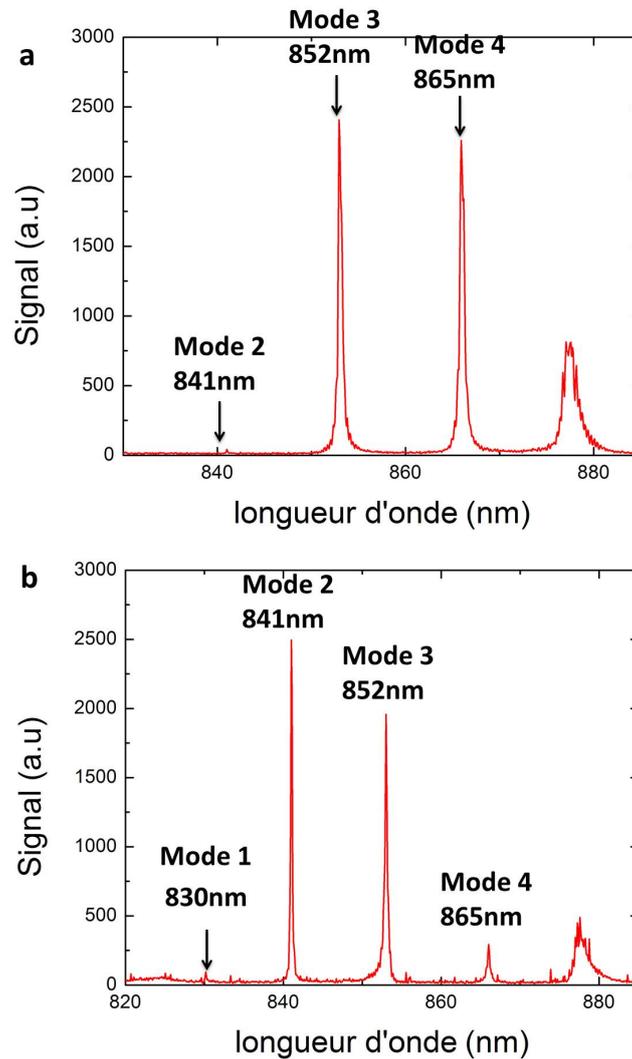


FIGURE 3.6 – Spectres de transmission de la nanocavité collectés au dessus de la nanocavité (a) et en dessus du réseau-coupleur (b).

une longueur d'onde centrale du laser égale à 840 nm et un temps d'intégration du spectromètre égal à 10 ms au-dessus du réseau-coupleur de sortie et 1000 ms au-dessus de la nanocavité.

Sur la Fig. 3.10, nous avons reporté l'évolution de la longueur d'onde des différents modes détectés en fonction de la période centrale de la nanocavité pour les nanocavités de la colonne C. Nous constatons une tendance croissante lorsque la période initiale croît en accord avec les simulations (cf. Fig. 1.16). Il s'avère que lorsque la période augmente de 2 nm, la résonance est déplacée vers le rouge d'environ 12 nm. La longueur

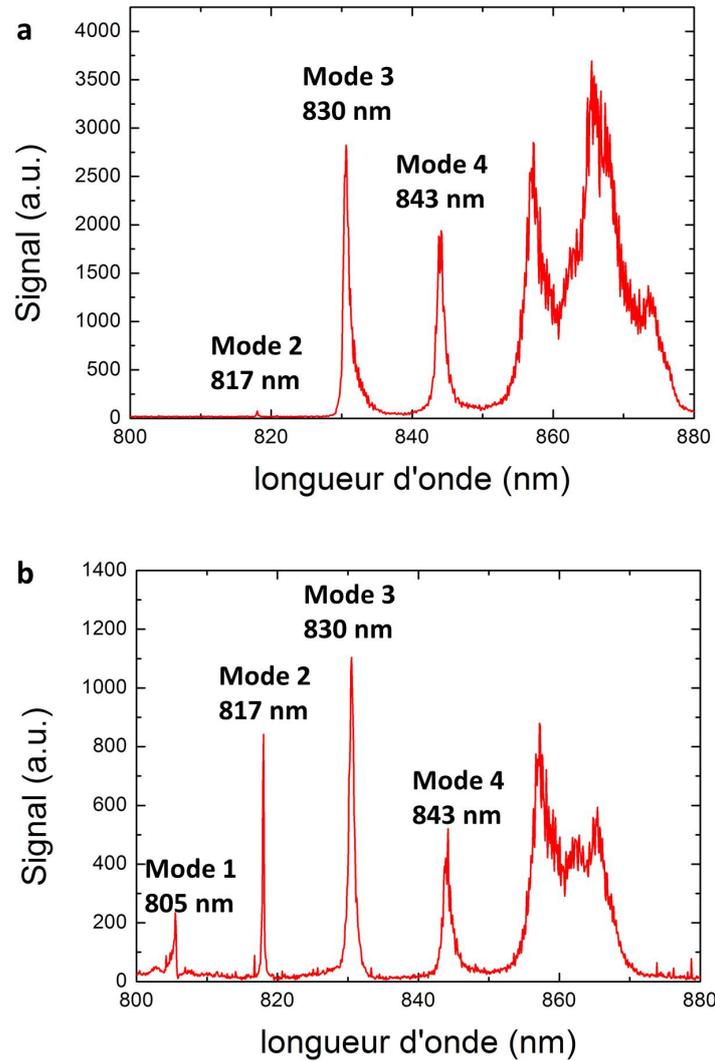


FIGURE 3.7 – Spectres de transmission de la nanocavité C13 collectés au dessus de la nanocavité (a) et en dessus du réseau-coupleur (b).

d'onde des modes est alors facilement variable et ajustable au nanomètre près en modifiant, lors de la réalisation des masques pour la lithographie électronique, la période centrale de la nanocavité. Les encadrés rouges sur la Fig. 3.10 représentent respectivement les valeurs théoriques obtenues par une simulation FDTD pour la nanocavité numéro 8 dont la période centrale vaut 188 nm et la nanocavité numéro 9 dont la période centrale vaut 186 nm. On constate que les résultats expérimentaux sont en accord avec les résultats numériques à 1.5 nm près en moyenne.

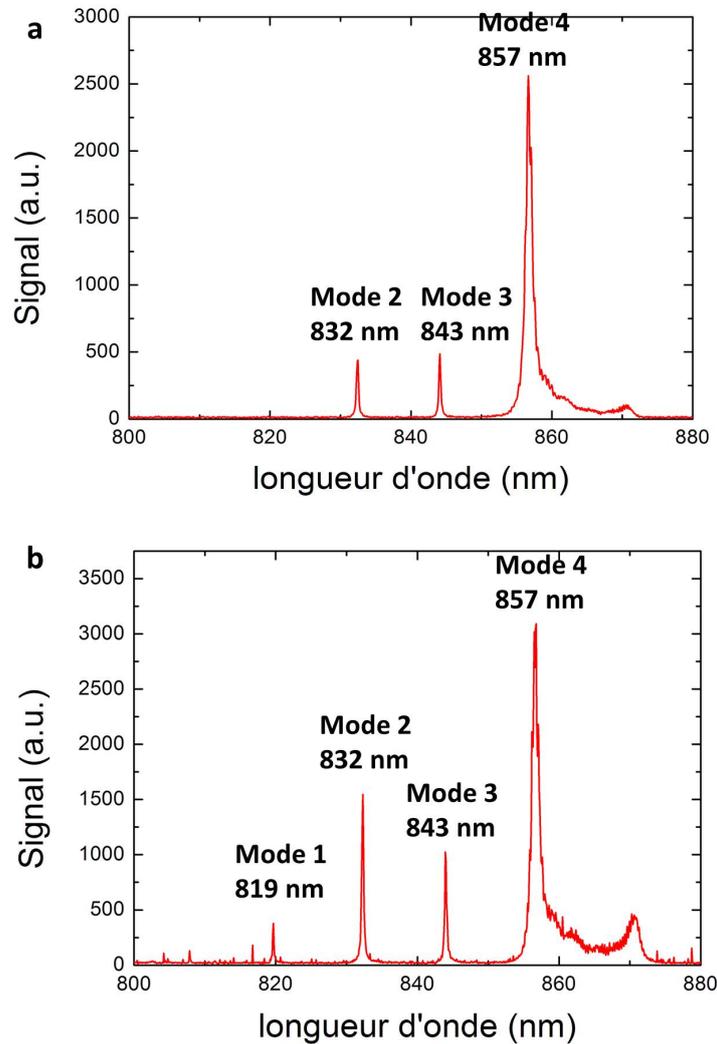


FIGURE 3.8 – Spectres de transmission de la nanocavité C12 collectés au dessus de la nanocavité (a) et en dessus du réseau-coupleur (b).

Résonances des cavités à couplage évanescent

Dans cette partie, nous nous intéressons aux nanocavités dont le couplage de la lumière se fait par évanescence à partir d'un guide adjacent. Nous avons en premier lieu travaillé avec des nanocavités sans l'existence du port C tel qu'il a été défini dans le Chap. 1 dans la Fig. 1.27. Le guide commençant par le port A est donc identique au guide finissant par le port B. Nous avons étudié l'évolution des propriétés optiques de ces nanocavités (facteur de qualité, résonances, transmissions) en fonction des paramètres L , la largeur des guides et d , la distance entre les nanocavités et les guides.

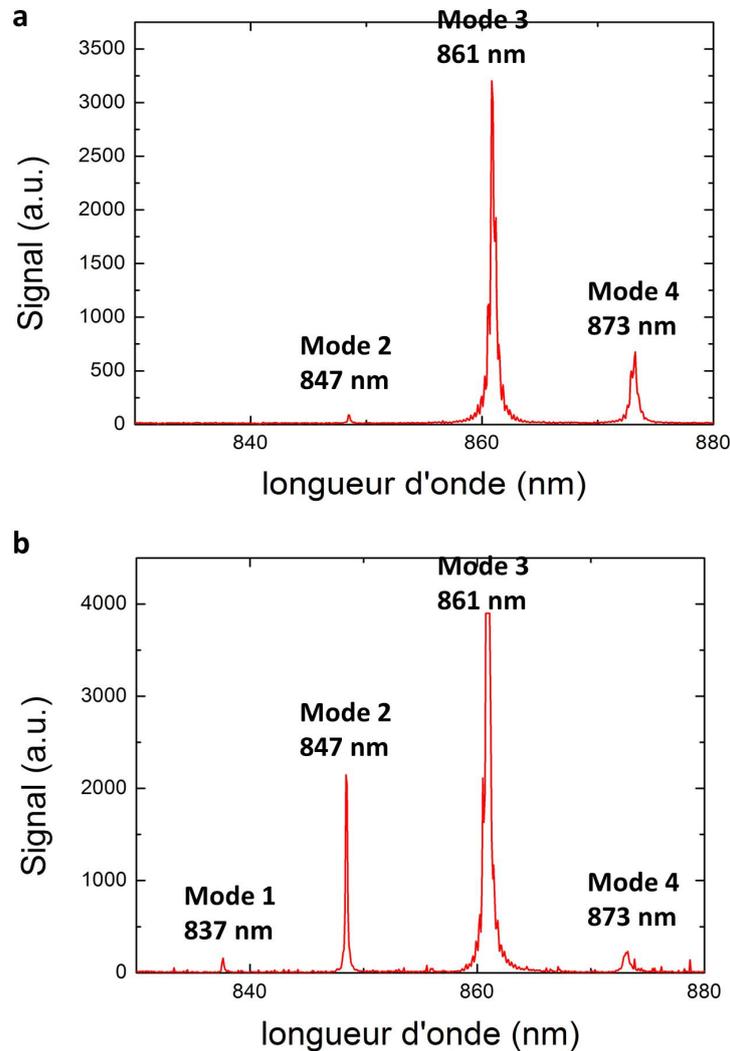


FIGURE 3.9 – Spectres de transmission de la nanocavité C11 collectés au dessus de la nanocavité (a) et en dessus du réseau-coupleur (b).

Par soucis de comparaison, les nanocavités sont identiques d'une nanostructure à une autre. Pour notre étude, nous nous sommes basés sur des résultats obtenus pour la nanocavité de période centrale $a_0 = 186$ nm, excepté dans le cas de l'évaluation de la transmission où nous avons utilisé des résultats obtenus avec la nanocavité de période centrale $a_0 = 180$ nm. Sur la Fig. [3.11](#), nous avons présenté la colonne F d'un des masques à partir duquel nous avons réalisé les nanostructures étudiées expérimentalement dans ce paragraphe. Toutes les nanocavités ont une période centrale a_0 égale à

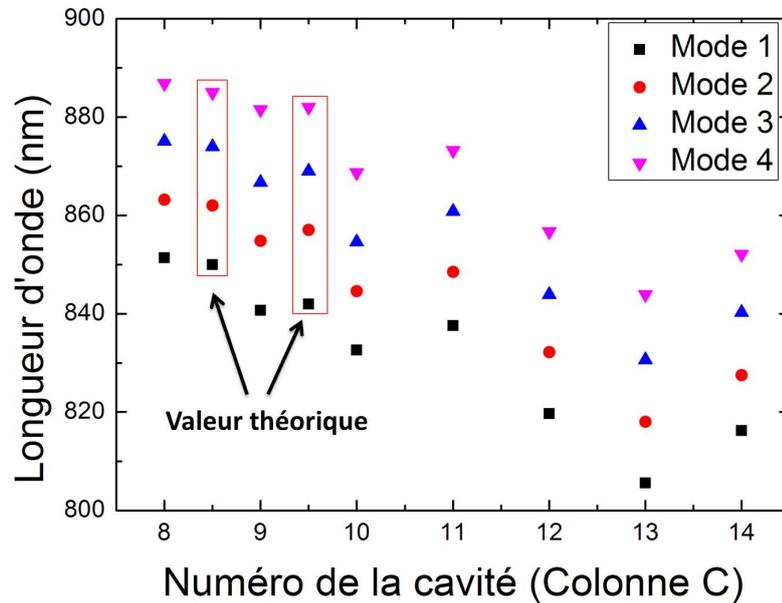


FIGURE 3.10 – Évolution de la longueur d'onde de chaque mode en fonction de la période centrale de la nanocavité de la colonne C. La période centrale des nanocavités varie entre 176 nm pour la cavité 14 et 188 nm pour la cavité 8. La période algorithmique vaut 178 nm. Les encadrés rouges représentent les résultats des calculs FDTD pour les cavités C8 et C9.

186 nm. Chaque colonne constitue une structure dont la largeur L du guide d'alimentation est constante et vaut 250 nm pour la colonne F. Nous avons fait varier, dans les colonnes successives (non représentées sur la figure), la largeur de 230 nm à 300 nm par pas de 10 nm. Dans chaque colonne, le paramètre variable est la distance d entre le guide d'alimentation et la nanocavité à cristal photonique, variant entre 180 nm et 80 nm. a_{algo} correspond à la période algorithmique et vaut 180 nm et a_{max} est la période maximale de la cavité et vaut 215 nm. L'image MEB représente une cavité ainsi que les guides d'alimentation typiques de ces structures.

Sur la Fig. 3.12, nous avons associé à chaque type de structure caractérisé par les données "Nom", "L" et "d" un numéro de figure que nous définissons par la suite. Nous avons représenté le spectre de transmission de la nanocavité couplée à des guides d'alimentation de largeur L égale à 250 nm. Les graphes des Figs. 3.13, 3.14 et 3.15, représentent les spectres mesurés pour les différentes structures où la distance d est

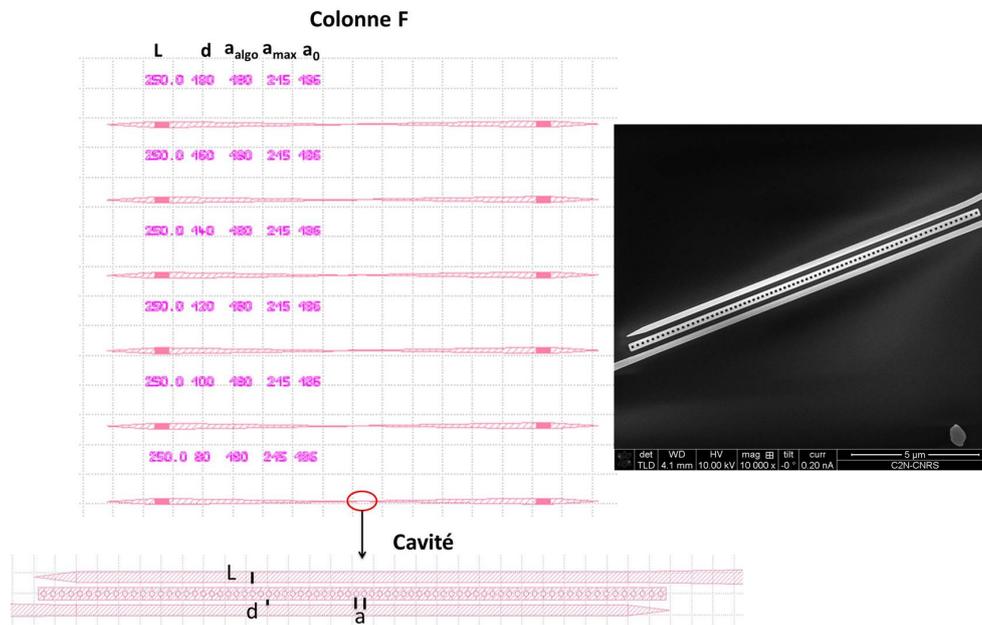


FIGURE 3.11 – Masque typique réalisé durant la thèse pour la fabrication des structures où le couplage de la lumière est évanescent des guides d’alimentation à la nanocavité.

variée de 180 nm pour la Fig. 3.13 a à 80 nm pour la Fig. 3.15 f. Les couleurs représentent les résultats obtenus pour les différentes longueurs d’ondes centrales du laser, qui sont données en encadré. Le temps d’intégration est de 100 ms.

| Colonne1 | L (nm) | d(nm) | Spectre |
|----------|--------|-------|------------|
| F1 | 250 | 180 | Fig.3.13.a |
| F2 | 250 | 160 | Fig.3.13.b |
| F3 | 250 | 140 | Fig.3.14.a |
| F4 | 250 | 120 | Fig.3.14.b |
| F5 | 250 | 100 | Fig.3.15.a |
| F6 | 250 | 80 | Fig.3.15.b |

FIGURE 3.12 – Tableau résumant les principales valeurs des cavités de la colonne F pour le couplage évanescent.

Contrairement aux cavités avec miroir inverse, nous observons cette fois les différents modes et y compris le mode fondamental. Les modes sont séparés entre eux en moyenne de 12 nm. Comme attendu le couplage évanescent ne modifie pas la distance entre les modes d’une même nanocavité. La première constatation à faire est que plus

le guide d'alimentation se rapproche et plus les résonances sont intenses et s'élargissent. En effet, plus la distance est petite et plus l'intégrale de recouvrement augmente. Ainsi nous avons un meilleur couplage. Ceci se traduit par des fuites des photons de la cavité plus importante et ce qui a tendance à diminuer leur durée de vie dans la cavité. Ainsi le facteur de qualité baisse, ce qui se traduit sur les spectres par un élargissement des résonances.

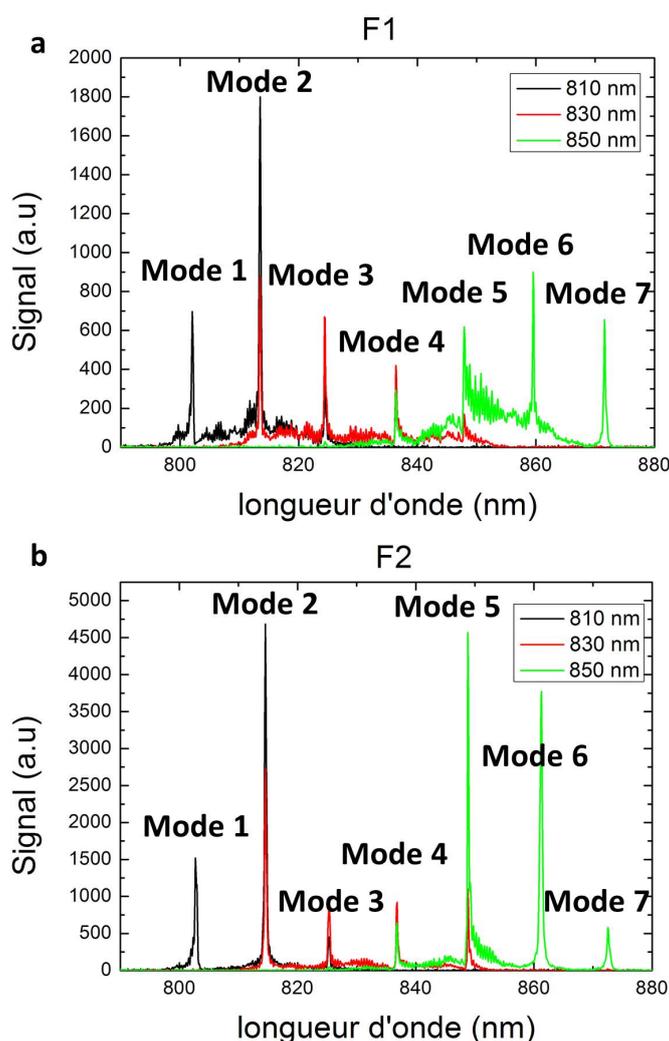


FIGURE 3.13 – Spectres de transmissions de la nanocavité de période centrale égale à 186 nm pour une largeur L fixe égale à 250 nm. La distance d varie de 180 nm (F1) à 160 nm (F2). Les différentes couleurs correspondent à la longueur d'onde centrale du laser pulsé.

Dans les Figs. [3.16](#) a et b, nous avons représenté la variation de la longueur d'onde

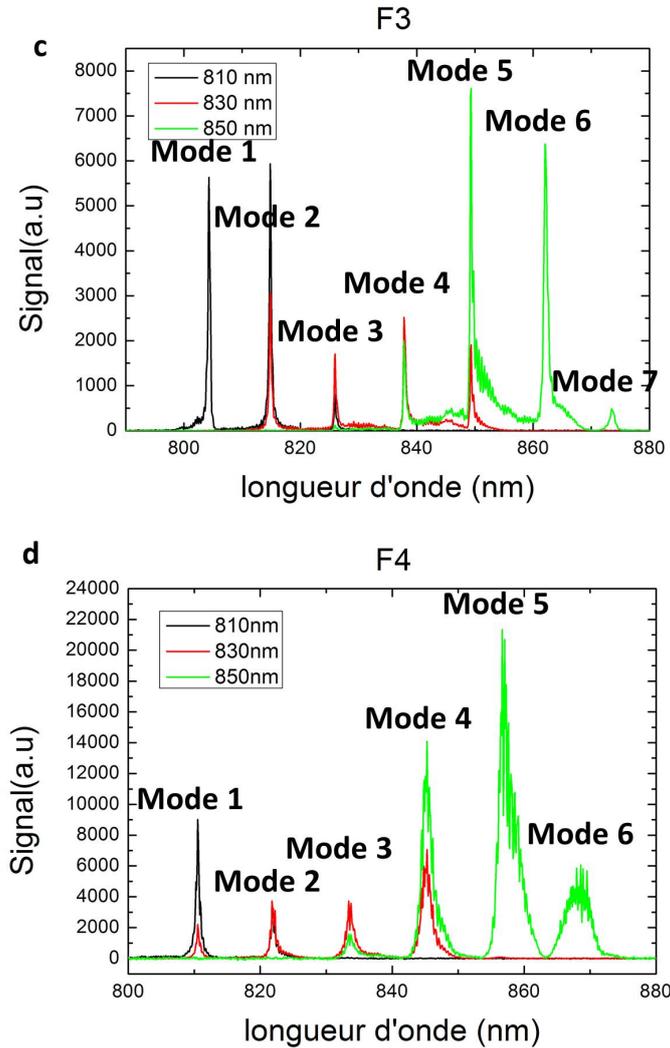


FIGURE 3.14 – Spectres de transmissions de la nanocavité de période centrale égale à 186 nm pour une largeur L fixe égale à 250 nm. La distance d varie de 140 nm (F3) à 120 nm (F4)

en fonction de la distance d respectivement selon les données expérimentales et selon les données obtenues par simulation numérique. Sur la Fig. 3.16a, pour une largeur L fixe de 250 nm, la longueur d'onde de résonance d'un mode décroît lorsque la distance d augmente. Par exemple, pour le mode fondamental, la longueur d'onde de résonance est d'environ 815 nm pour une distance d de 80 nm, tandis qu'elle est d'environ 802 nm pour une distance d de 180 nm. Les résultats numériques de la Fig. 3.16b, qui ont été réalisés pour une cavité de période centrale égale à 180 nm, confirment la tendance

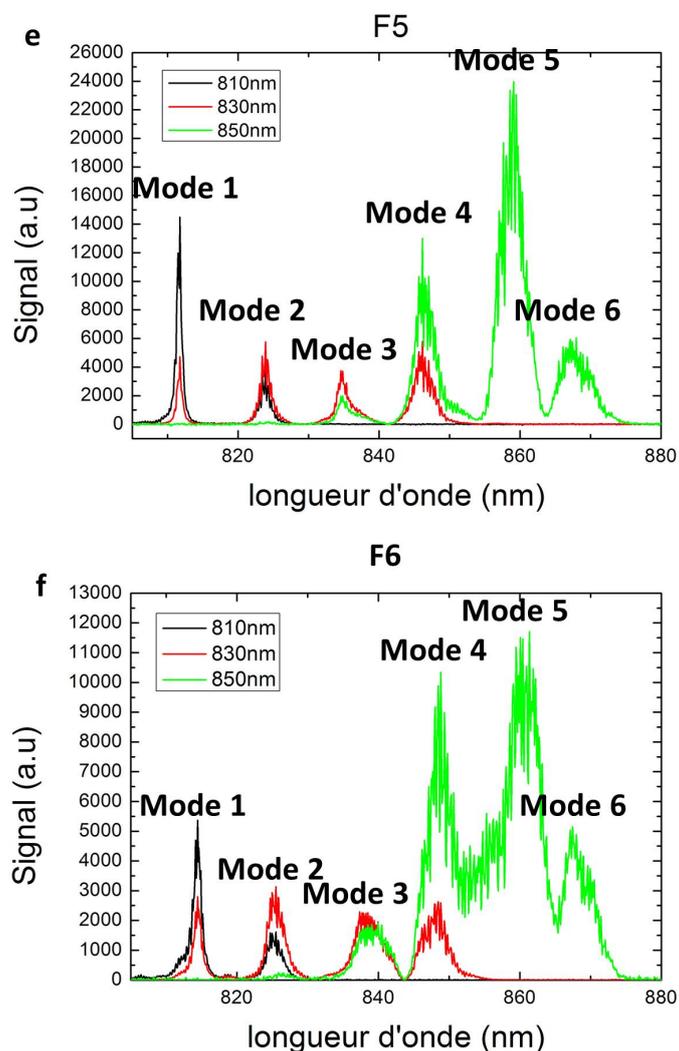


FIGURE 3.15 – Spectres de transmissions de la nanocavité de période centrale égale à 186 nm pour une largeur L fixe égale à 250 nm. La distance d varie de 100 nm (F5) à 80 nm (F6)

de la courbe expérimentale pour les sept modes de la nanocavité : nous constatons une tendance décroissante jusqu'à 150 nm puis une phase stable jusqu'à 300 nm. Nous pouvons intuitivement affirmer qu'à une certaine distance d , où l'intégrale de recouvrement du mode du guide d'alimentation et celui de la cavité est faible, la longueur d'onde ne se déplacera plus. La cavité et le guide d'alimentation peuvent alors être considérés comme isolés. Nous constatons une variation expérimentale de 0,13 nm de la longueur d'onde lorsque la distance d varie de 1 nm.

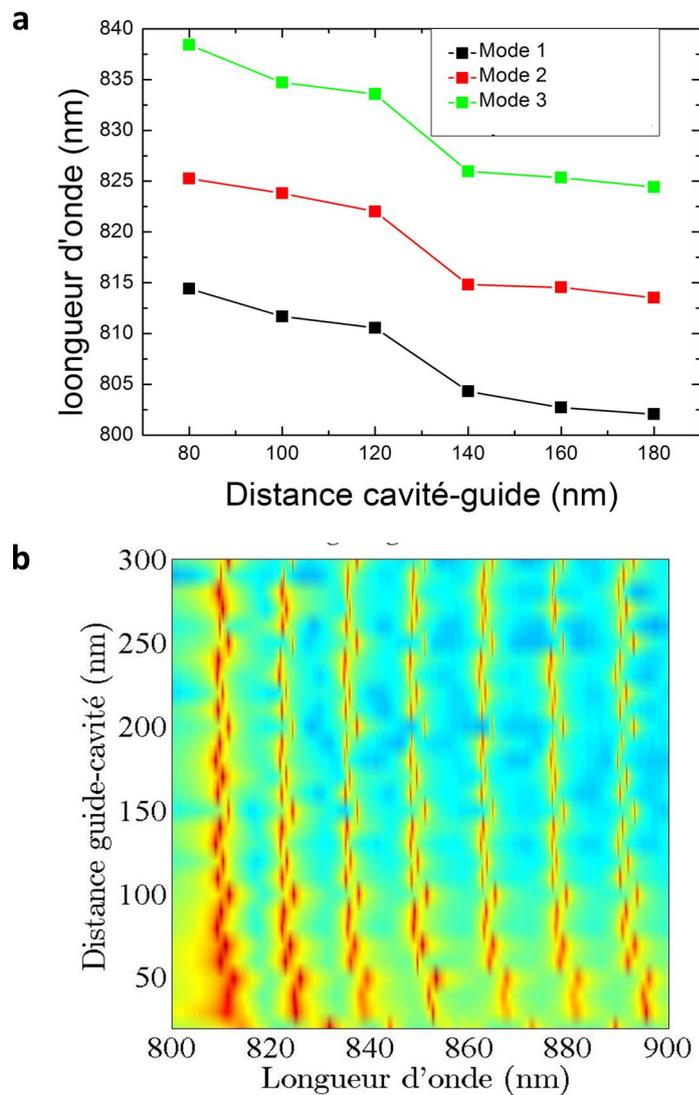


FIGURE 3.16 – (a) : Représentation expérimentale de la variation de la longueur d’onde en fonction de la distance d pour les trois premiers modes. La nanocavité a une période centrale de 186 nm et la largeur du guide est fixée à 250 nm. (b) Représentation numérique de la variation de la longueur d’onde en fonction de la distance d pour les sept modes. La nanocavité a un période centrale de 186 nm et la largeur du guide est fixée à 250 nm. Les fluctuations des longueurs d’onde sont dues aux incertitudes de calcul.

Dans les Figs. [3.17](#) **a** et **b**, nous avons représenté la variation de la longueur d’onde en fonction de la largeur L respectivement selon les données expérimentales et selon les données obtenues par simulation numérique. L’objectif est de confirmer la tendance des données expérimentales. Les mesures ont été effectuées pour une nanocavité dont

la période centrale vaut 180 nm pour des raisons de mesures expérimentales. Dans la Fig. 3.17a, la distance entre la nanocavité et le guide d'onde est de 60 nm. On remarque que la longueur d'onde fluctue autour d'une valeur moyenne quelque soit le mode considéré. Elle est relativement constante. Cette fluctuation est due aux défauts technologiques. En effet, il est compliqué de reproduire la nanocavité avec les mêmes propriétés. La variation de la longueur d'onde est de 0,08 nm lorsque la largeur L varie de 1 nm.

Sur la Fig. 3.18 nous avons représenté l'intensité de la transmission des trois premiers modes en fonction de la distance d . La largeur L du guide d'alimentation est de 250 nm. La période de la nanocavité est de 186 nm. Les mesures ont été réalisées pour une même puissance laser ainsi que pour un même temps d'intégration du spectromètre. Pour chaque mode, il existe un maximum de transmission selon une distance d , pour une largeur L du guide d'alimentation fixe. En effet, nous pouvons comprendre de façon évidente et intuitivement que chaque mode possède une partie évanescente dont l'extension n'est pas la même. L'intégrale de recouvrement du mode de la cavité et du guide d'alimentation doit être alors ajustée en fonction de la distance d . Par exemple, pour le mode fondamental, qui se situe à 811 nm, l'intensité est maximale pour une distance d de 100 nm. Le second mode, situé à 825 nm, possède un maximum pour une distance d de 140 nm. Quant au troisième mode, se situant à 834 nm, son intensité est maximale pour une distance de 120 nm. Nous remarquons l'existence d'un deuxième régime pour des distances d situées avant la distance pour laquelle le maximum d'intensité est atteint et dont l'intensité est faible comparée à la transmission maximale. Nous pensons que le système n'est plus dans un régime de couplage évanescent mais qu'il est devenu un système hybride guide-nanocavité. Enfin il n'a pas été possible de comparer ces résultats expérimentaux à des valeurs obtenues par des simulations numériques FDTD car le temps de calcul nécessaire serait beaucoup trop long à cause des forts facteurs de qualité des nanocavités.

Dans la prochaine partie nous discutons les résultats des différentes approches, notamment le choix qui nous a poussé à nous orienter vers les nanocavités couplées aux guides d'alimentation par couplage évanescent.

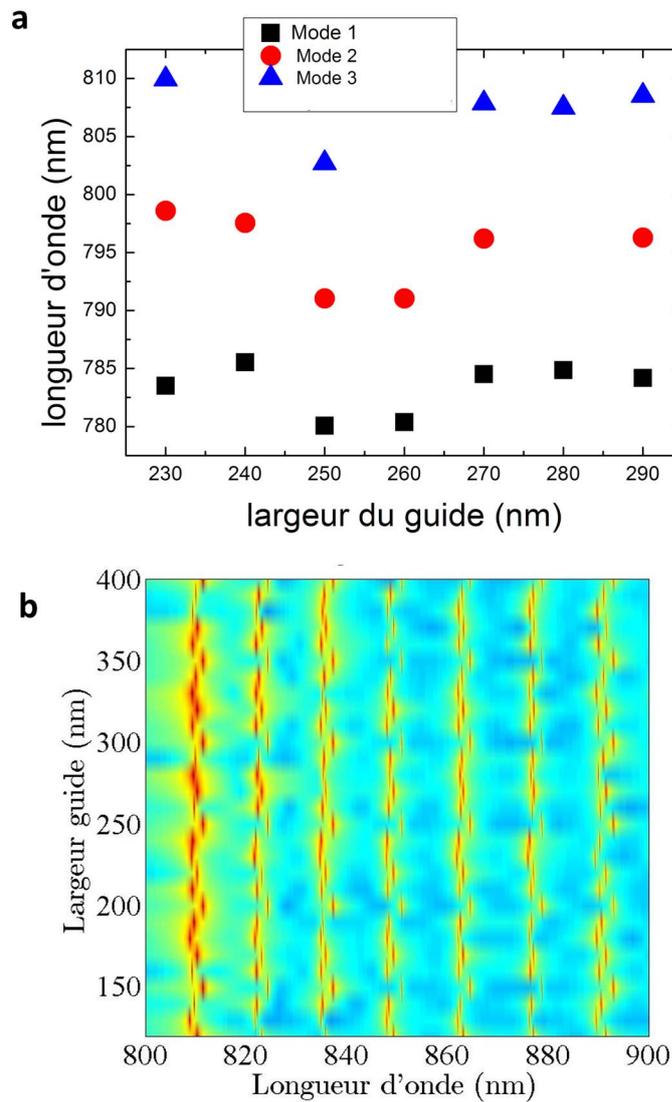


FIGURE 3.17 – (a) : Représentation expérimentale de la variation de la longueur d’onde en fonction de la largeur L pour les trois premiers modes. La nanocavité a un période centrale de 180 nm et la distance d est fixée à 60 nm. (b) Représentation numérique de la variation de la longueur d’onde en fonction de la largeur L pour les sept modes de la nanocavité de période centrale égale à 180 nm et de distance d fixée à 60 nm.

Discussion

Les résultats expérimentaux confirment les résultats obtenus par simulation pour les nanocavités à ingénierie inverse : l’intervalle entre deux modes pour une même nanocavité est en moyenne de 12 nm. De même, l’évolution des longueurs d’onde de

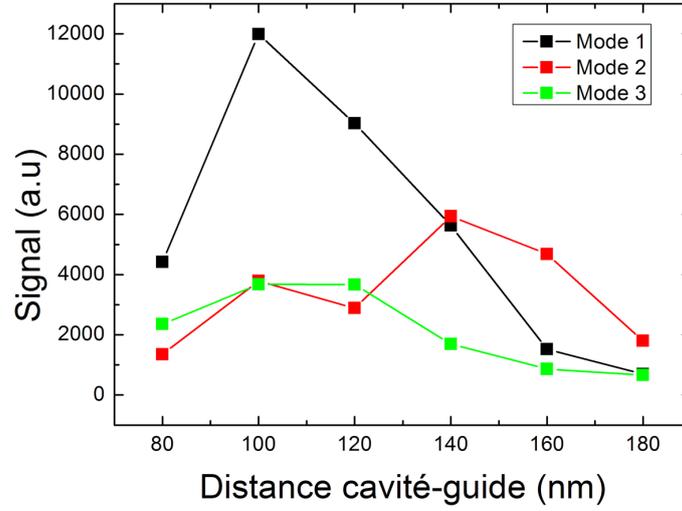


FIGURE 3.18 – Évolution de la transmission des trois premiers modes en fonction de la distance entre la nanocavité et le guide d'alimentation.

chaque mode en fonction de la période centrale a_0 de chaque nanocavité est en accord avec nos simulations : la longueur d'onde augmente de 5 nm lorsque la période a_0 varie de 1 nm. D'après les simulations réalisées au Chap. 1, nous voyons que le nombre de résonances obtenues expérimentalement est identique à celui obtenu par les simulations. Le mode qui nous intéresse, le mode fondamental, n'est que rarement transmis en sortie du réseau-coupleur. Nous suggérons deux hypothèses. La première est qu'il existe une désadaptation entre le mode de la nanocavité à cristal photonique au début ainsi qu'au bout du miroir à ingénierie inverse et le mode accepté par le guide d'alimentation prolongeant la nanocavité. Ceci entraîne des pertes non-négligeables lors du couplage de la lumière dans la nanocavité et du découplage de celle-ci hors de la nanocavité. Cette différence conséquente entre β (vecteur d'onde du guide) et k (vecteur d'onde du mode) est à l'origine des pertes comme on le constate sur la Fig. 3.19. Sur cette figure nous avons représenté les pertes en fonction de β . En effet des pertes importantes existent et sont de l'ordre de 97% à chaque interface guide d'alimentation/miroir. Ceci est dû à la différence des valeurs entre le vecteur d'onde β du guide d'alimentation, qui vaut $2\pi n_{eff}/\lambda$, et le vecteur d'onde k à la fin du miroir ($a_0 = 180$ nm). Pour une largeur $l = 300$ nm, une épaisseur $e = 150$ nm, à une longueur d'onde $\lambda = 811$ nm, $n_{eff} = 2.84$ soit $\beta = 1.94 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$. La valeur du vecteur d'onde k du mode de résonance (811 nm)

de la nanocavité vaut π/a_0 soit $1.72 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$.

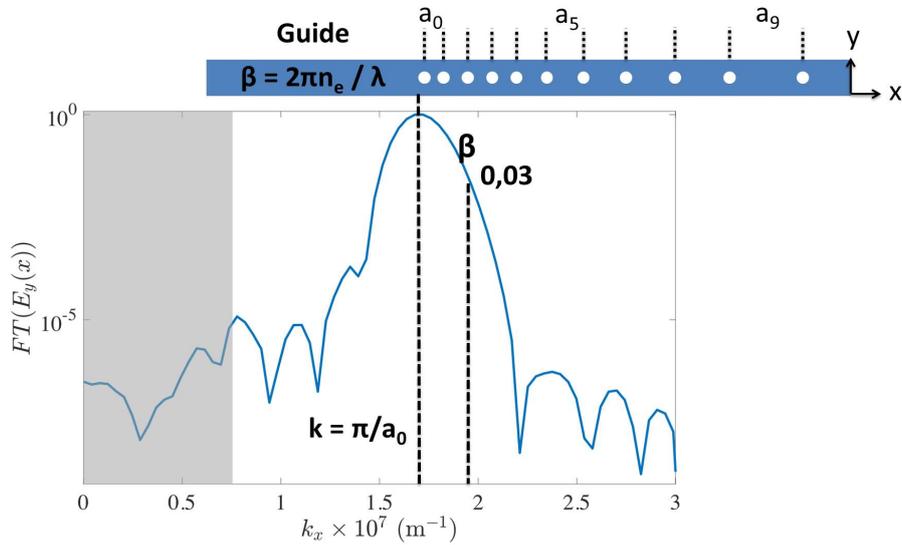


FIGURE 3.19 – Représentation schématique du miroir inverse ainsi que de la courbe simulée représentant la transformée de Fourier du mode fondamental en fonction du vecteur d'onde. Au bout du miroir, à a_0 , les pertes sont de l'ordre de 97%.

La deuxième hypothèse est que la taille du mode fondamental est trop courte comparée à la longueur de la cavité. En effet comme on peut le voir sur la Fig. 3.20 (voir également Fig. 1.13), le mode s'étale sur environ $2 \mu\text{m}$ à partir du centre de la cavité alors que la longueur d'un miroir est d'environ $6 \mu\text{m}$ comme nous pouvons le voir sur la Fig. 3.21 (voir également Fig. 1.11) en regardant la courbe symbolisée par les carrés bleus qui représente la distribution de la période de la nanocavité en fonction de l'axe de propagation x .

Pour s'affranchir du problème de la désadaptation de mode, nous avons opté pour une architecture où les modes sont couplés aux guides d'alimentation par un couplage évanescent. Cette architecture permet de moduler l'indice effectif du mode fondamental dans le but qu'il s'adapte progressivement au mode du guide d'alimentation. Il est aussi possible de fabriquer une nanocavité où l'ingénierie des miroirs est faite sur le rayon des trous [26]. Dans les structures où la lumière est couplée à la nanocavité par couplage évanescent, nous obtenons toutes les résonances que nous avons trouvées par simulation numérique jusqu'à la limite imposée par le laser pulsé. De même, la

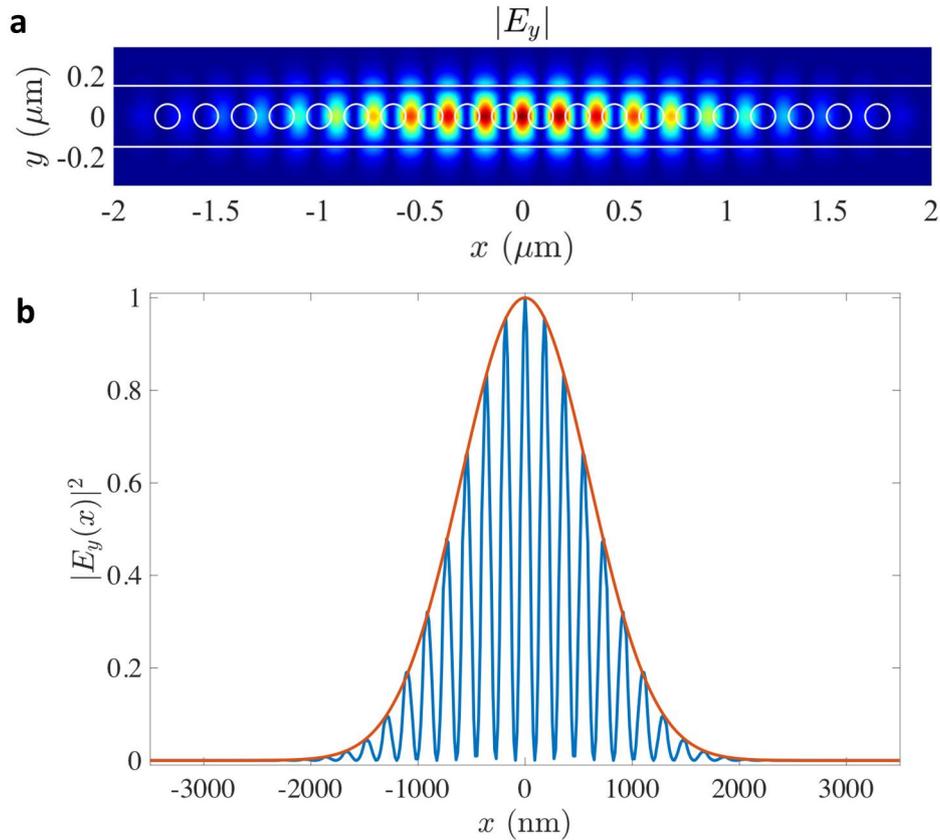


FIGURE 3.20 – (a) : Évolution de l’amplitude du champ du mode fondamental à 811 nm dans le plan (xy) de la nanocavité. (b) : Évolution du champ suivant l’axe x du même mode. La courbe rouge indique l’enveloppe gaussienne associée. Les figures (a) et (b) montrent que les maxima de l’amplitude du champ électromagnétique sont localisés dans le diélectrique entre les trous d’air. Elles montrent que l’extension maximale du mode fondamental est de $2\ \mu\text{m}$.

variation de la longueur d’onde de chaque mode en fonction de la distance d est en accord avec nos simulations. Elle décroît si la distance augmente. Quant à l’ évolution de la longueur d’onde en fonction de la largeur L , elle est relativement constante. Enfin, le mode fondamental situé à environ 800 nm est bien couplé au guide et transmis via le réseau-coupleur de sortie. On remarque, par exemple, que pour le mode fondamental, le maximum de transmission est obtenu pour une distance d égale à 100 nm. Nous pensons qu’au delà de 100 nm, le guide est trop éloigné de la nanocavité, ainsi le taux de recouvrement avec le mode du guide diminuant substantiellement. En dessous de 100 nm, le guide est trop proche de la nanocavité. Nous ne sommes ainsi plus

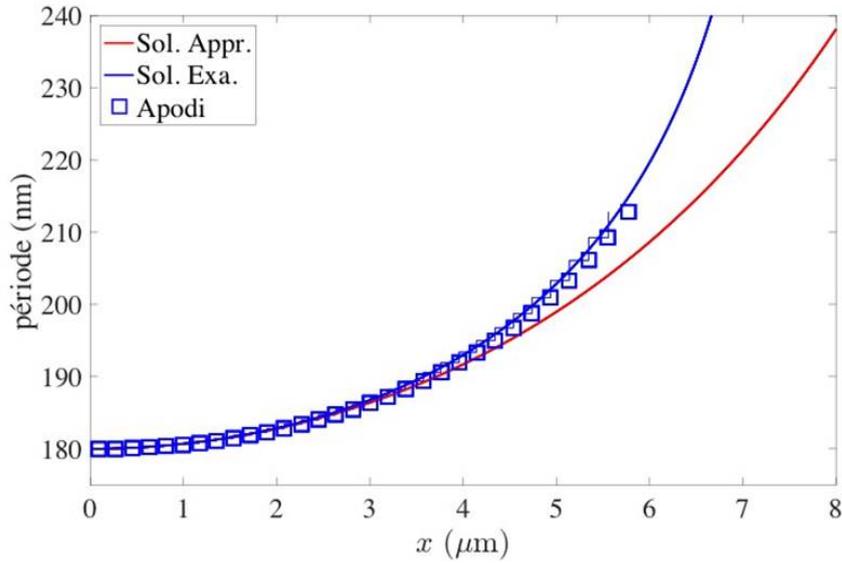


FIGURE 3.21 – Les carrés bleus représentent l'évolution de la période en fonction de l'axe de propagation x . En bleu, la solution exacte donnée par l'équation (1.14). En rouge, la solution approximative (1.8) en considérant que α vaut zéro. La période $a = 215$ nm pour laquelle le coefficient d'atténuation maximum est atteinte à $x = 5.5$ μm .

dans le modèle du couplage évanescent perturbatif. Le guide et la nanocavité forment un système hybride. La compréhension du comportement de l'intensité des pics de résonances nécessite un modèle théorique plus complexe. En conclusion, nous pensons que si la largeur du guide est importante, la distance entre la nanocavité et le guide doit être assez proche puisque le mode est bien confiné et donc la partie évanescente est faible. Tandis que si le guide est étroit, le mode est peu confiné et aura tendance à s'étendre de façon évanescente assez loin, ainsi le guide doit être assez éloigné pour être dans le régime du couplage évanescent. Lorsque le guide a une largeur L_0 telle que $\beta = \pi/a_0$, soit $L_0 = 220$ nm, le couplage est optimal. Néanmoins, comme nous l'avons vu dans la Fig. 1.30, le facteur de qualité total Q_{total} devient limité par le facteur de qualité de couplage $Q_{couplage}$ et donc devient fortement dégradé. Dans l'avenir, des cavités plus courtes seront fabriquées en diminuant la période maximale qui est actuellement fixée à 215 nm dans le but d'avoir une extension du mode évanescent aussi longue que le miroir. La longueur d'onde n'évoluera pas comme illustré sur la Fig. 3.22a, néanmoins ceci se fera au détriment du facteur de qualité puisque le coefficient d'atténuation sera

plus faible comme le montre la Fig. 3.22 b où j'ai représenté les facteurs de qualité des trois premiers modes en fonction de la période maximale, la période centrale étant toujours fixée à 180 nm.

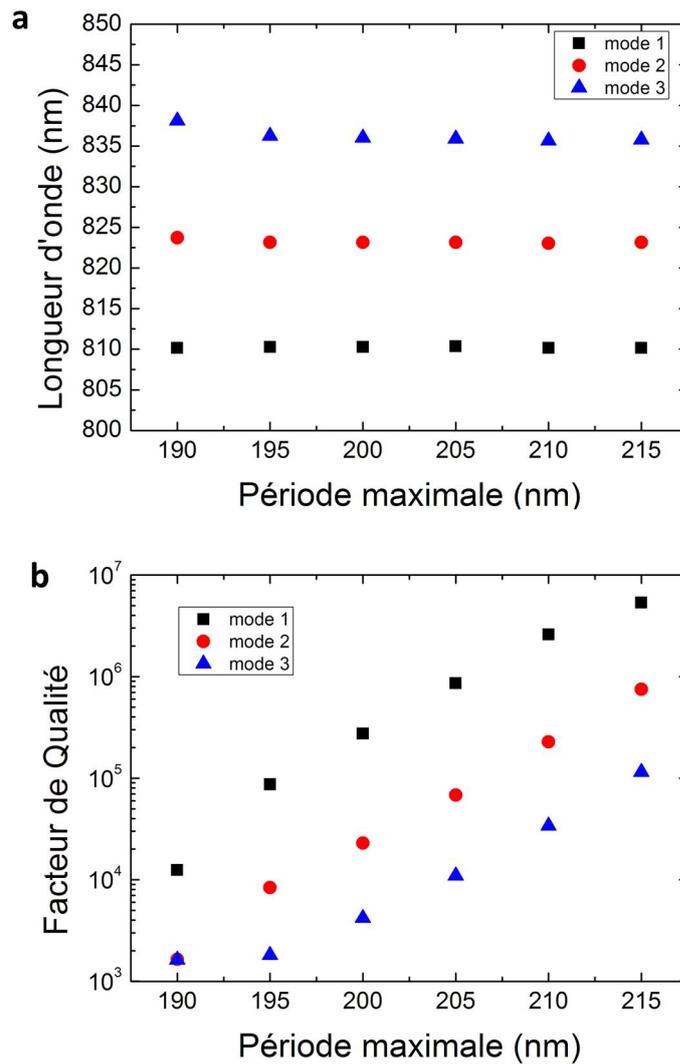


FIGURE 3.22 – Simulations numériques représentant : en a, la longueur d'onde en fonction de la période maximale de la cavité. En b, le facteur de qualité en fonction de la longueur d'onde maximale de la cavité. Les simulations ont été réalisées pour une longueur d'onde centrale de 180 nm.

3.2 Détermination du facteur de qualité Q

Dans la prochaine partie, nous verrons, en premier lieu, deux méthodes de caractérisation du facteur de qualité des résonances pour quelques modes de la nanocavité dont la lumière est couplée par ingénierie inverse : la détection hétérodyne en utilisant le laser à impulsions [91] et la mesure spectrale finement accordable de la résonance point par point en utilisant un laser continu finement accordable. Dans un deuxième temps, nous présenterons les résultats que nous avons obtenus pour les nanocavités couplées aux guides d'alimentation par couplage évanescent en utilisant uniquement la deuxième méthode. Enfin nous terminerons sur une discussion des résultats.

3.2.1 Montage expérimental dans le domaine temporel

Dans cette expérience, l'idée est d'observer l'enveloppe de la décroissance exponentielle en fonction du temps de fuite de la nanocavité du mode de résonance étudié. Le principe consiste à faire battre le signal issu de la nanocavité avec une impulsion de référence. On mesure ce battement en faisant varier le délai relatif entre les deux impulsions. Pour augmenter le rapport signal sur bruit et la détectabilité de notre système, on décalera la fréquence optique de l'impulsion de référence d'une centaine de MHz, fréquence à laquelle nous ferons une détection hétérodyne. La difficulté de l'expérience, dans notre cas, provient du fait que nous travaillons avec un laser pulsé avec un taux de répétition de 80 MHz Ti:Saphir, comme nous le verrons plus loin. Comme nous pouvons le voir sur la Fig. 3.23, l'impulsion issue du laser pulsé est séparée en deux voies à l'aide d'un coupleur fibré 75/25 (Thorlabs). Nous voyons que 75% de la puissance est envoyée vers la nanocavité tandis que 25% de la puissance est utilisée pour le signal référence. Comme nous pouvons l'observer sur la Fig. 3.24, le faisceau issu de la fibre 25% en vert passe d'un espace fibré à l'espace libre grâce à un collimateur parabolique en or. Le faisceau est ensuite focalisé à l'aide d'une lentille de focale égale à 200 mm sur un acousto-optique (AOM, AA Optics). Grâce à ce dernier, la fréquence optique de l'impulsion de référence est décalée de 350 MHz. L'efficacité de diffraction théorique en sortie de l'AOM est de 90% de la puissance incidente pour l'ordre 1 de diffraction. En pratique, nous avons atteint une efficacité de diffraction de 70%. Sur

la même figure, nous voyons que le mode diffracté est collimaté grâce à une lentille de focale égale à 200 mm (L5) et est envoyé sur un coin de cube en or. Ce dernier peut se mouvoir grâce à une platine de translation sur une distance de 10 cm ce qui permet de faire varier le délai entre l'impulsion de référence et le signal issu de la nanocavité. Sa précision est de $1\ \mu\text{m}$. En faisant bouger le coin de cube sur la platine, le battement entre les deux signaux est reconstitué. Pour obtenir une détection balancée, le battement est envoyé dans un coupleur fibré 50/50 (Thorlabs) grâce à un collimateur en or dans le but de le faire interférer avec le signal issu de la cavité. Le signal d'interférence est ensuite séparé en deux signaux d'égale intensité grâce au coupleur 50/50 qui sont détectés par des photodiodes IR en Silicium(Si) de bande passante égale à 125 MHz (NewFocus, Model 1801). Comme nous pouvons le voir sur la Fig. 3.25, on effectue ensuite une différence des deux signaux à l'aide d'un diviseur de puissance Mini-Circuits ZSCJ-2-1 ce qui permet d'éliminer le bruit et de multiplier le signal d'interférence par deux. Ce dernier est envoyé dans l'analyseur de spectre HP8563A centré sur 30 MHz avec un span de 0 Hz, une bande passante à 100 kHz et un temps de balayage fixé à $50\ \mu\text{s}$. Nous observons la variation de l'intensité à la fréquence du battement. Celle-ci est de 30 MHz et non de 350 MHz. Ceci s'explique par le fait que la fréquence à 350 MHz générée lors du battement interfère avec la quatrième harmonique du laser pulsé à 80 MHz dont sa valeur est de 320 MHz comme illustré sur la Fig. 3.26.

Il est possible d'amplifier le signal une deuxième fois en modulant l'amplitude du signal issu de la nanocavité. Ce dernier est modulé en amplitude grâce à une roue dentée. Celle-ci tourne à 400 Hz. La sortie vidéo de l'analyseur de spectre est ensuite envoyée vers une détection synchrone (Lock-in SR830) pour une détection à 400 Hz. Le temps de balayage de l'analyseur de spectre (sweep time) est fixé à $50\ \mu\text{s}$, ce qui est plus rapide que l'inverse de la fréquence de modulation. Cet ensemble permet d'obtenir des tensions avec un excellent rapport signal sur bruit pour des puissances optiques du signal inférieures ou égales au nanowatt.

En observant la décroissance exponentielle du battement en fonction du délai entre l'impulsion de référence et le signal issu de la nanocavité, il est possible de déterminer la durée de vie des photons dans la nanocavité. En effectuant un ajustement linéaire du

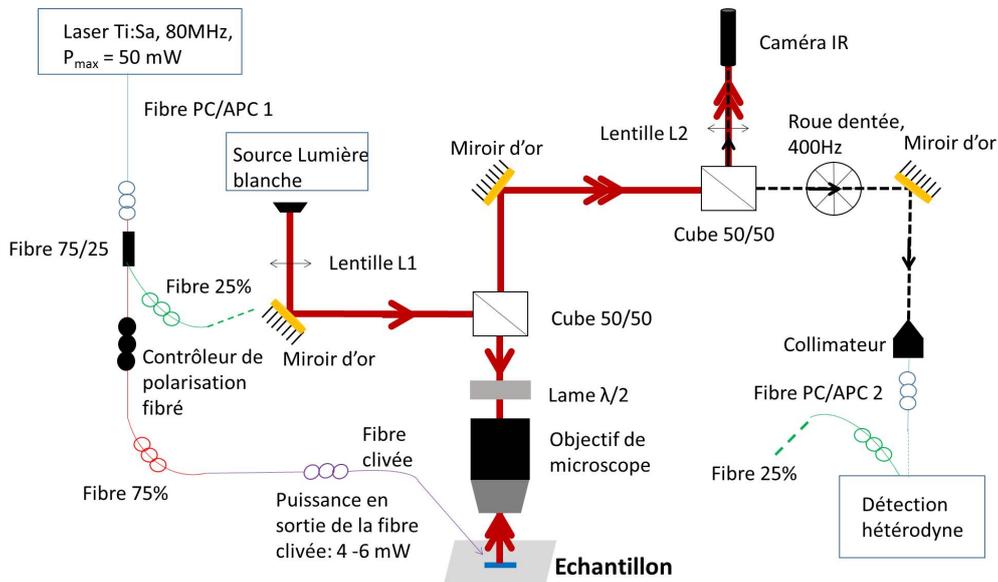


FIGURE 3.23 – Schéma du montage du système de détection hétérodyne balancée. La lumière issue de la fibre verte traverse un AOM. Sa fréquence est déplacé de 350 MHz. Le mode diffracté M1 est récupéré et interfère avec le signal issu de la nanocavité. Le déplacement du coin de cube sur une platine de longueur égale à 10 cm permet d’observer la décroissance exponentielle du battement. Le battement est séparé en deux. Les signaux sont alors détectés. Ils sont ensuite traités par la partie électronique.

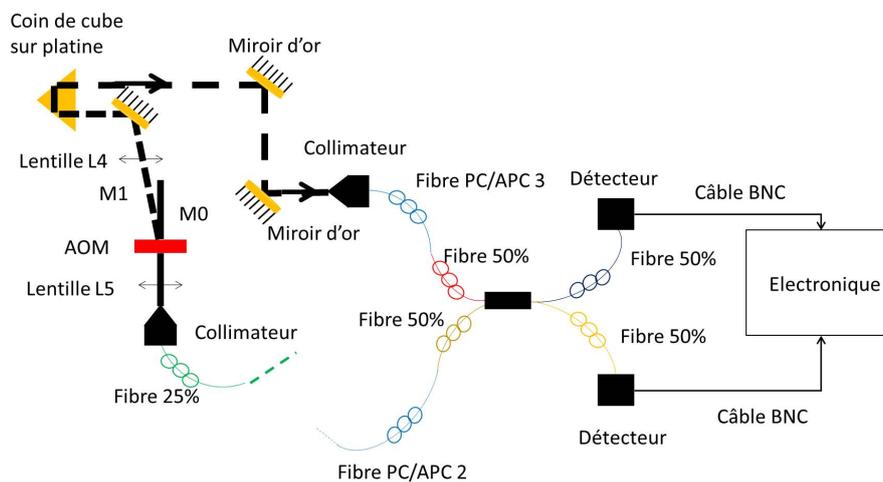


FIGURE 3.24 – Schéma du montage de la partie Détection hétérodyne.

logarithme du signal, nous déduisons le temps de vie des photons dans la nanocavité et donc du facteur de qualité Q .

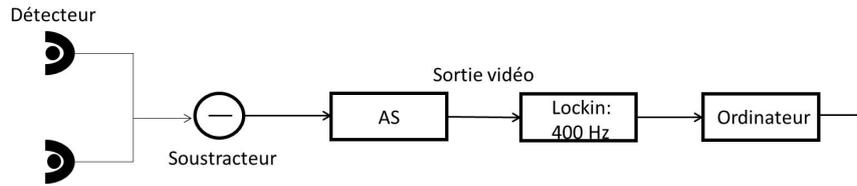


FIGURE 3.25 – Schéma du montage électronique relié à l'expérience d'hétérodyne. D : Détecteur, A : Amplificateur, '-' : Soustracteur, AS : Analyseur de Spectre, Lockin : Amplificateur à détection synchrone, S_E : Signal d'entrée, S_S : Signal de sortie

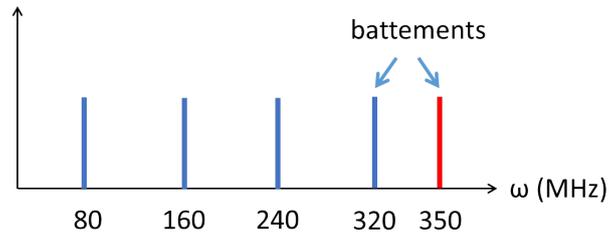


FIGURE 3.26 – En bleu, le spectre du laser pulsé jusqu'à la quatrième harmonique. En rouge, la fréquence RF du modulateur acousto-optique. La battement se fera entre la quatrième harmonique du laser (320 MHz) et le premier ordre de diffraction à la fréquence RF (350 MHz) du signal référent. La battement donnera une fréquence de 30 MHz détectable par l'analyseur de spectre.

Facteurs de qualité des nanocavités avec miroir inverse

Dans cette sous-section, nous présentons les résultats des mesures réalisées dans le domaine temporel sur des nanocavités à mode diélectrique avec miroir inverse. Il s'agit donc de mesures du temps de vie de la lumière dans la nanocavité. Toutes les caractérisations ont été faites grâce à la détection des modes au-dessus du réseau-coupleur et à une température de $22,5^\circ$. Nous observons sur la Fig. 3.27a et la Fig. 3.28a les spectres de transmissions des résonances étudiées pris juste avant les mesures temporelles. Sur la Fig. 3.27 et la Fig. 3.28, nous voyons l'évolution du battement en fonction du temps dans une échelle linéaire (Fig. 3.27b) et dans une échelle logarithmique (Fig. 3.27c) pour la nanocavité C11 de période centrale égale à 182 nm et de période centrale égale à 180 nm décrites dans la section 3.1. Si la décroissance exponentielle est observée, nous remarquons aussi des oscillations. La période temporelle des oscillations est de 0,215 ps. Ceci équivaut à un écart en longueur d'onde d'environ 12 nm qui correspond à l'écart entre les modes de la nanocavité (cf. Fig. 1.16). En effet, parce que nous travaillons avec

un laser impulsionnel dont la largeur spectrale est de l'ordre de 30 nm dans la structure et que les résonances sont séparées d'environ 12 nm, il a été difficile d'en isoler une. Ceci a constitué un problème pour nos mesures. Compte tenu de la faiblesse du signal, nous n'avons pas pu filtrer une résonance sans ajouter des pertes optiques supplémentaires et rédhibitoires. L'existence de plusieurs résonances nous a donc posé problème pour la détermination du facteur de qualité puisqu'il apparaît, lors du passage à l'échelle logarithmique de l'enveloppe du battement, plusieurs pentes. Ainsi lorsque nous effectuons un ajustement de la courbe dans l'échelle logarithmique, nous estimons que la pente de celle-ci est la moyenne de toutes les pentes. Pour la nanocavité C11, les modes observés sont ceux situés à 847 nm, 861 nm et 873 nm. Le facteur de qualité est de 4×10^3 .

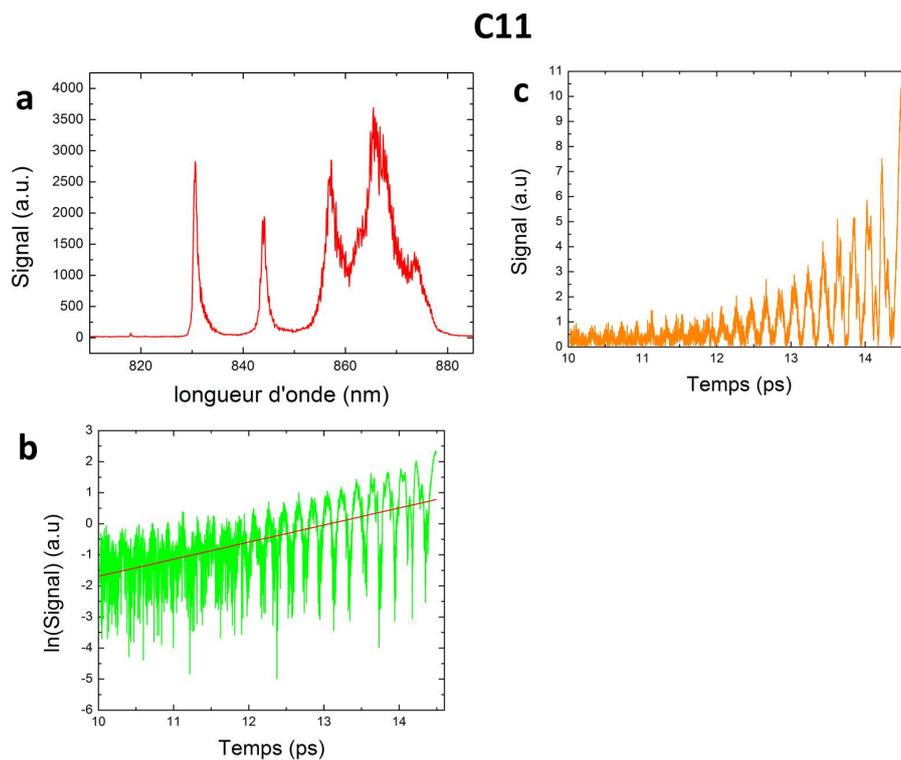


FIGURE 3.27 – Spectre de la cavité C11, la décroissance du battement exponentielle ainsi que la partie centrale de la décroissance dans l'échelle logarithmique. Un ajustement linéaire en rouge est réalisé pour le calcul du facteur de qualité. Celui-ci vaut 4×10^3 .

Pour la nanocavité, les modes observés ont une longueur d'onde égale à 841 nm,

852 nm et 865 nm. Le facteur de qualité moyen est égal à $3,9 \times 10^3$.

Nous avons séparé les pentes pour les ajuster une par une. Nous avons réalisé cela seulement pour la cavité car dans le cas de la cavité C11, l'intensité des signaux à 847 nm et 873 nm était trop faible et était donc noyée dans le bruit. Pour la cavité, bien qu'il y ait trois résonances en jeu et donc trois durées de vie différentes, nous n'avons travaillé que sur deux pentes appelés τ_2 et τ_3 sur la Fig. 3.28b. τ_1 correspond à la partie du signal faible et donc très bruitée. La méthode consiste à isoler les différents intervalles correspondant à chaque pente sur la Fig. 3.28c puis à tracer l'intensité du signal en fonction du temps dans une échelle linéaire. Ensuite, nous avons relevé l'intensité de chaque maximum du champ puis avons tracé le signal des maxima en fonction du temps, comme nous pouvons le voir sur la Fig. 3.29a et la Fig. 3.29b. En faisant un ajustement exponentiel, la pente appelée τ_2 vaut 0,91 ps ce qui équivaut à un facteur de qualité Q de 2041 et la pente appelée τ_3 vaut 2,28 ps ce qui équivaut à un facteur de qualité Q de 5136. Pour associer les facteurs de qualité trouvés aux résonances détectées, nous partons de l'hypothèse que le mode 1 a le facteur de qualité le plus élevé puis vient ensuite le mode 2, etc. De ce fait, on attribue à la résonance à 841 nm le facteur de qualité de 5136 et à la résonance de 852 nm le facteur de qualité de 2041. Une moyenne des deux facteurs de qualité donne un facteur de qualité moyen de 3600, ce qui est assez proche de la valeur trouvée précédemment qui est de 3900.

Le facteur de qualité moyen le plus élevé que nous ayons obtenu avec cette expérience est de $6,4 \times 10^3$ pour la nanocavité B13 dont le spectre est représenté sur la Fig. 3.30a, ainsi que le logarithme de la décroissance du battement sur la Fig. 3.30b. La période centrale de cette nanocavité est de 178 nm et les modes en jeu sont situés à 800 nm (Mode 1), 812 nm (Mode 2) et 836 nm (Mode 4).

En conclusion, il a été difficile d'évaluer avec certitude le facteur de qualité des résonances que nous observons dû à la difficulté d'isoler les modes. Nous constatons plusieurs pentes dues à la présence de plusieurs résonances et la présence d'oscillations rendent l'interprétation et la détermination des facteurs de qualité très compliqués. Nous considérons alors que nous mesurons le facteur de qualité moyen. Nous avons tenté, en séparant les pentes, d'attribuer à chaque temps une longueur d'onde corres-

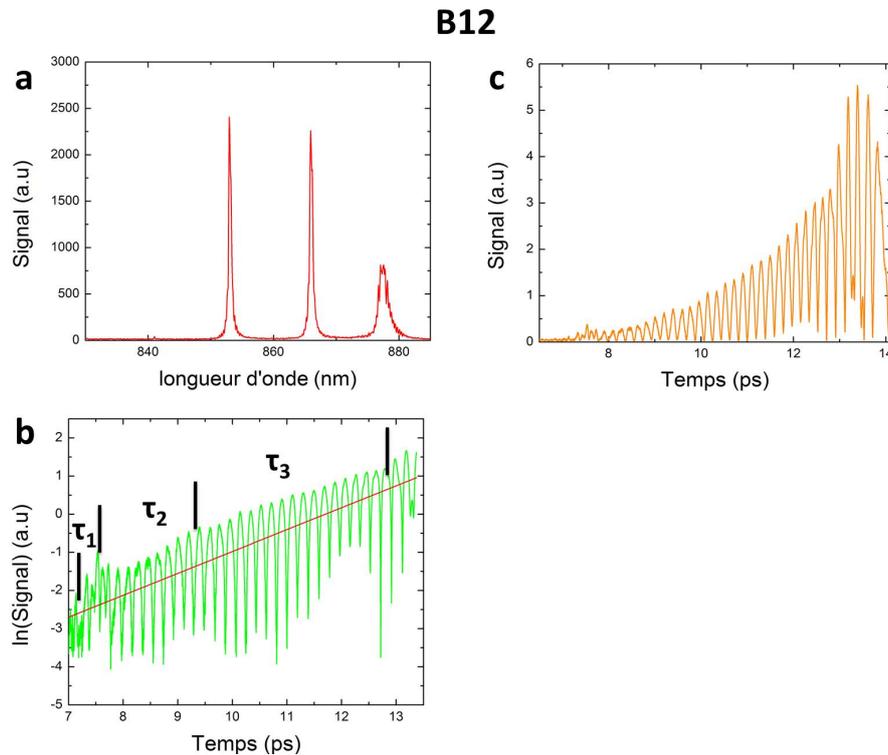


FIGURE 3.28 – Spectre de résonance de la nanocavité B12, la décroissance du battement exponentielle ainsi que la partie centrale de la décroissance dans l'échelle logarithmique. Un ajustement linéaire en rouge est réalisé pour le calcul du facteur de qualité. Celui-ci vaut $3,9 \times 10^3$.

pondante en partant du principe que le mode fondamental a le temps de vie le plus élevé ensuite vient le mode 2, etc. Néanmoins pour valider les résultats, des expériences dans le domaine fréquentiel sont nécessaires, ce que nous allons présenter par la suite.

3.2.2 Montage expérimental dans le domaine fréquentiel

L'expérience dans le domaine fréquentiel permet de mesurer les facteurs de qualité des nanocavités en utilisant un laser continu de largeur spectrale très faible. Ceci nous permettra de comparer nos résultats avec les résultats obtenus dans le domaine temporel. Cette expérience consiste à reconstituer spectralement la résonance grâce à un laser continu accordable finement. Nous avons utilisé un laser accordable entre 800 nm et 850 nm par pas de 0,01 nm. En théorie, pour un mode dont la longueur d'onde vaut 800 nm, le facteur de qualité le plus élevé que nous pouvons mesurer est

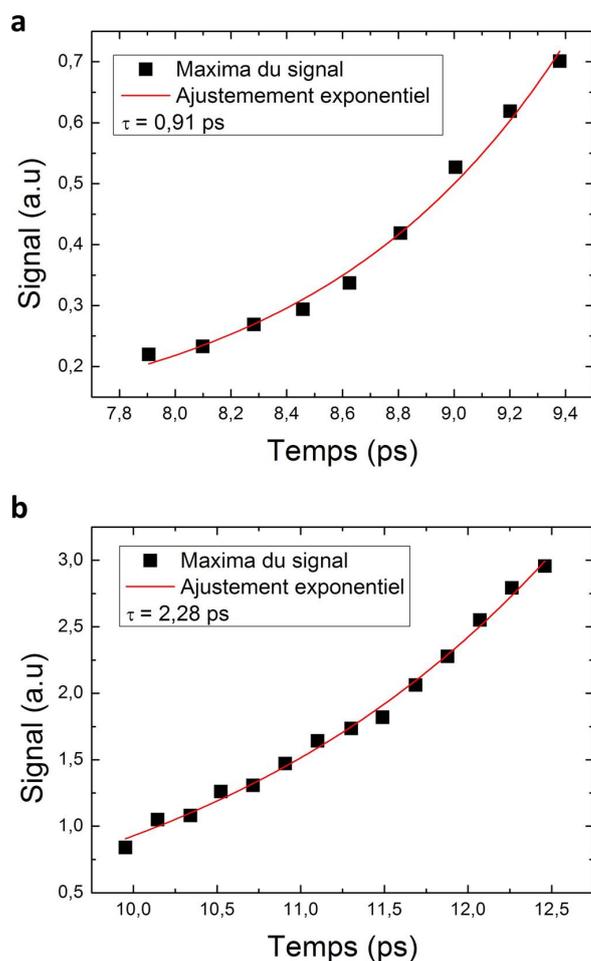


FIGURE 3.29 – Évolution des maxima du signal du battement en fonction du temps pour la cavité B12. En **a**, il s’agit de la pente τ_2 et en **b** de la pente τ_3 .

de 8×10^4 . Comme nous le voyons sur la Fig. 3.31, la lumière issue du laser est injectée dans le réseau-coupleur d’entrée via une fibre optique clivée. La puissance lumineuse est gardée constante quelque soit la longueur d’onde du laser grâce à un modulateur électro-optique (OEM). L’intensité du mode sortant de la fibre clivée est de 10 mW. Le signal est collecté par une lentille asphérique (L1) de focale 40 mm. Il est ensuite focalisé par une lentille convexe (L4) de focale égale à 50 mm puis détecté par une photo-diode femtoWatt(800-1700 nm). L’image de l’échantillon est produite grâce à la lumière blanche. Une partie de la lumière est focalisée grâce à une lentille (L5) de focale égale à 50 mm et collectée par une camera IR. Le grossissement de l’image est

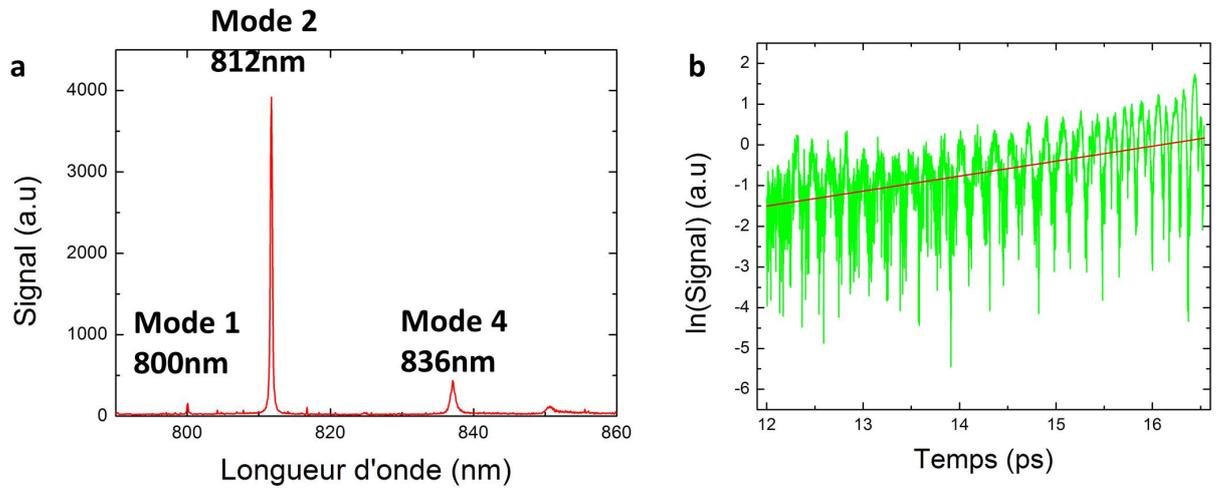


FIGURE 3.30 – En **a** : Spectre de résonance de la cavité B13. En **b** : logarithme du signal du battement.

de 12,5.

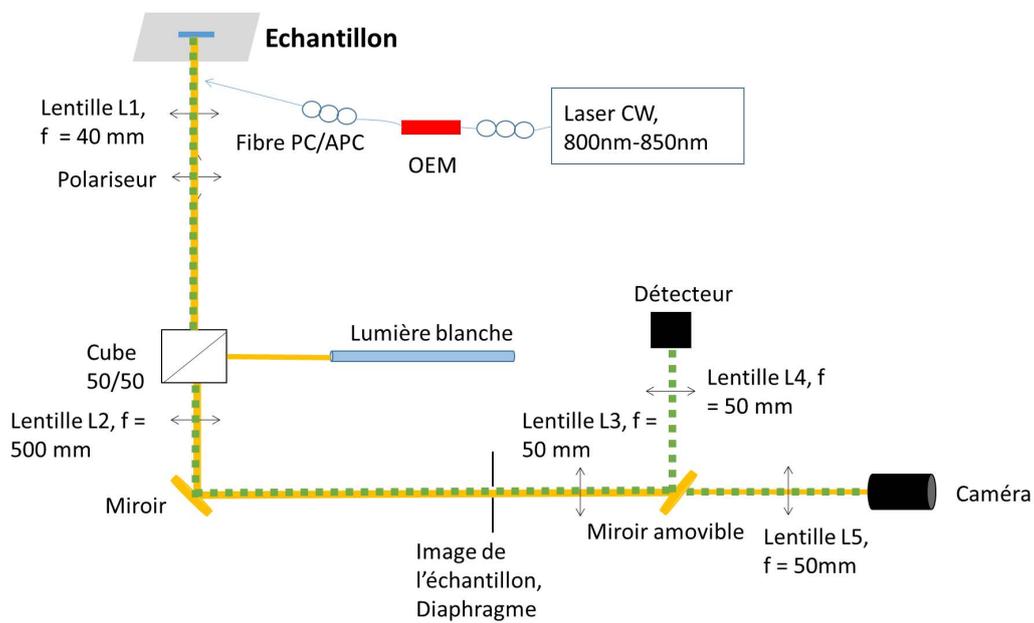


FIGURE 3.31 – Schéma du montage expérimental dans le domaine fréquentiel

Caractérisation du réseau-coupleur

Nous avons, en premier lieu, caractérisé le réseau-coupleur dans le but de connaître le taux de couplage entre la fibre d'injection et le réseau-coupleur, en utilisant le laser continu et de confirmer les mesures effectuées avec le laser pulsé. Le dispositif expérimental étant différent^[1], il est important de comparer le comportement du coupleur. Sur la Fig. 3.32a, nous avons tracé, pour les longueurs d'onde comprises entre 800 nm et 850 nm, l'amplitude de transmission obtenue en utilisant le laser continu. Le maximum de transmission est autour de 815 nm ce qui n'est pas loin de la longueur d'onde attendue par les simulations (811 nm). Cette valeur diffère de ce que nous avons obtenu avec le laser pulsé. Nous pensons que cela provient du fait que l'inclinaison de la fibre n'est pas la même dans les deux expériences. On estime, à la sortie du réseau-coupleur de collection, que la transmission vers le haut est $\simeq 0,04\%$, valeur extrêmement faible comparée à la transmission que nous avons obtenue par simulation qui est $\simeq 20\%$ par réseau-coupleur, soit au total une transmission de l'ordre de 4% , si on considère le coupleur d'injection et le coupleur d'extraction. Plusieurs mécanismes peuvent expliquer la faible transmission de 0.04% . L'imperfection des réseaux et le désaccord du mode gaussien de la fibre avec le mode du réseau-coupleur périodique sont sources des transmissions plus faibles que 20% . Pour remédier à cette très faible valeur, une ingénierie sur le réseau a été réalisée. Elle est décrite dans le Chap. I, section I.6. Sa caractérisation est en cours. Les oscillations observées dans la courbe de transmission du réseau sont au nombre de deux : les oscillations dues à l'existence d'une pseudo-cavité Fabry-Pérot dans la structure représentées par l'écart L_1 . Ces oscillations ont une période de 0.15 nm à laquelle on peut associer une cavité Fabry-Pérot de longueur $640 \mu m$. Cette longueur correspond à la longueur du guide neutre qui vaut $612 \mu m$ à laquelle il faut ajouter environ deux fois $14 \mu m$, correspondant à la moitié de la longueur du réseau-coupleur. La période des oscillations étant d'environ de 0.15 nm, les modes des nanocavités à cristal photonique de largeur à mi-hauteur supérieur à $0,3$ nm, donc de facteur de qualité inférieurs à 2700 , seront modulés par ces oscillations. La courbe noir représente un ajustement de la tendance générale de la courbe rouge. Le deuxième

1. Expérience réalisée au LKB

type d'oscillation est représenté par l'écart L_2 et représente les interférences qui se produisent entre la réflexion à l'extrémité de la fibre et la réflexion par le réseau-coupleur. L'écart est d'environ 10 nm. Nous en déduisons que l'écart entre la fibre d'injection et le réseau-coupleur est d'environ $33 \mu\text{m}$.

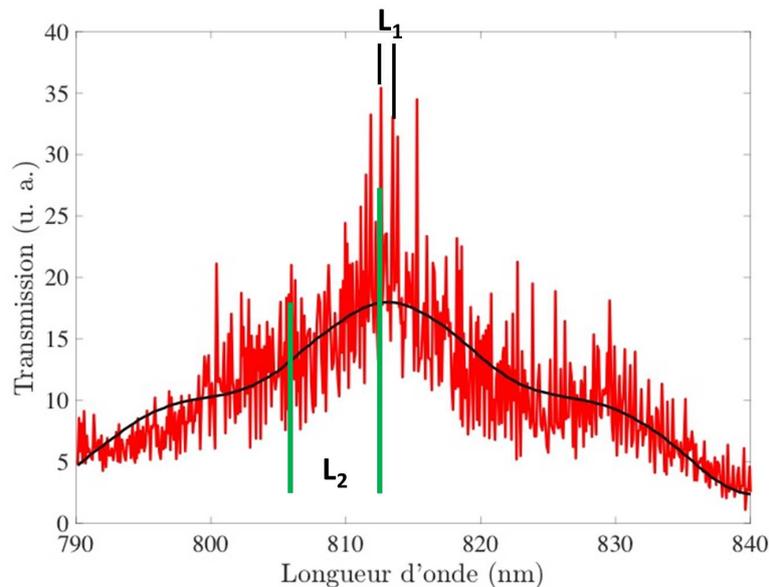


FIGURE 3.32 – Transmission du réseau-coupleur en fonction de la longueur d'onde. Le laser continu a été utilisé.

Détermination des facteurs de qualité dans le cas du couplage inverse

Cette expérience nous a permis d'isoler les résonances et de calculer leur facteur de qualité. Nous observons sur la Fig. 3.33 la reconstitution de la résonance de la nanocavité B12 dont la période centrale a_0 vaut 180 nm et la période algorithmique égale à 180 nm, ainsi que l'ajustement lorentzien associé en couleur rouge. La longueur d'onde du mode observé est à 841 nm (mode 2)(voir Fig. 3.5b). La résonance a été reconstituée avec un pas du laser égal à 0.02 nm. L'intensité du faisceau optique arrivant sur le réseau-coupleur d'entrée est de 10 mW. L'expérience a été réalisée à $22,5^\circ\text{C}$. En mesurant la largeur à mi-hauteur à partir de la courbe d'ajustement, nous obtenons un facteur de qualité d'environ $1,3 \times 10^4$, valeur plus grande que le facteur de qualité obtenu grâce au laser pulsé et qui vaut $3,9 \times 10^3$. Le facteur de qualité le plus élevé

que nous avons obtenu pour cette expérience est d'environ $1,5 \times 10^4$ pour la même nanocavité à une température de 19°C (cf Section. [3.3](#)).

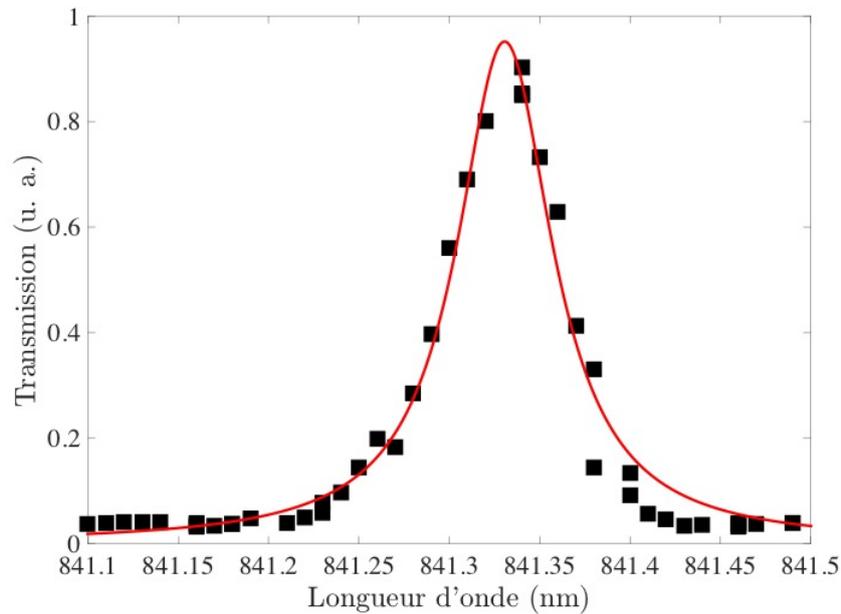


FIGURE 3.33 – Spectre de résonance expérimental à 841 nm de la cavité B12 représenté par les carreaux noirs. La courbe en rouge représente l'ajustement lorentzien associé.

En comparant les résultats obtenus avec les deux types de mesure, il est évident que les mesures temporelles donnent des résultats biaisés. La difficulté à isoler parfaitement une résonance nous empêche de calculer la pente linéaire de l'exponentielle décroissante représentant l'évolution du battement en fonction du temps. Les mesures spectrales, plus précises, ont permis de confirmer nos doutes.

Résultats sur les nanocavités dans le cas du couplage évanescent

Cette sous-section est dédiée à l'évaluation de facteurs de qualité des nanocavités à mode diélectrique dont le couplage de la lumière se fait par couplage évanescent. Les mesures sont réalisées exclusivement dans le domaine spectral.

Nous observons sur la Fig. [3.34](#) des exemples de quelques modes que nous avons obtenus pour ces nanocavités ainsi que les ajustements lorentziens représentés par la courbe continue en rouge. La Fig. [3.34a](#) montre la longueur d'onde du deuxième mode

à 833 nm pour une largeur L valant 290 nm et une distance d de 60 nm, et qui vaut 810 nm. Son facteur de qualité est pratiquement de 2134. Quant à la Fig. 3.34b, il s'agit du mode fondamental de longueur d'onde égale à 798 nm pour une structure dont la largeur L est de 260 nm et la distance d est de 120 nm. Son facteur de qualité est de 6800. Nous remarquons qu'il existe des oscillations à côté de la résonance et qui sont dues à la pseudo-cavité Fabry-Pérot formée par la réflexion entre le réseau-coupleur et la nanocavité. La distance entre les pics est d'environ 0,3 nm soit deux fois plus que la distance entre les pics pour un guide neutre. Ceci est conforme au fait que la distance entre le réseau-coupleur et la nanocavité, dans la structure où le couplage de la lumière est évanescent, vaut la moitié de la taille du guide neutre tel que nous l'avons définie dans la section 3.1.

Dans la Fig. 3.35a, nous montrons comment évolue le facteur de qualité en fonction de la distance d pour une largeur L fixe à 250 nm. Nous constatons que plus la distance entre les guides d'alimentation et la nanocavité est grande plus le facteur de qualité est grand. En effet, si la nanocavité est proche des guides d'alimentation, alors le mode issu de la nanocavité sera mieux couplé du au fait qu'il y a un meilleur recouvrement entre le mode de la nanocavité et le mode dans ce guide d'alimentation. A cause de l'ouverture d'un canal de communication efficace permettant aux photons de fuir de la nanocavité jusqu'au guide d'alimentation, le facteur de qualité du mode diminue. Dans la Fig. 3.35b, nous montrons comment évolue le facteur de qualité en fonction de la largeur L pour une distance d fixe à 120 nm. Nous constatons que plus la largeur des guides d'alimentation est grande plus le facteur de qualité augmente. Même si le nombre de points est insuffisant, le comportement semble aller dans le sens des prédictions théoriques à savoir, pour une distance d entre la nanocavité et le guide d'alimentation fixe, et pour une désadaptation entre le vecteur d'onde du guide β et le vecteur d'onde du miroir $k = \pi/a$ ($L = 220$ nm), lorsque la largeur du guide d'alimentation L augmente, l'extension de la partie évanescente devient faible. Le couplage du mode du guide d'alimentation et de la nanocavité se dégrade alors mais le facteur de qualité augmente.

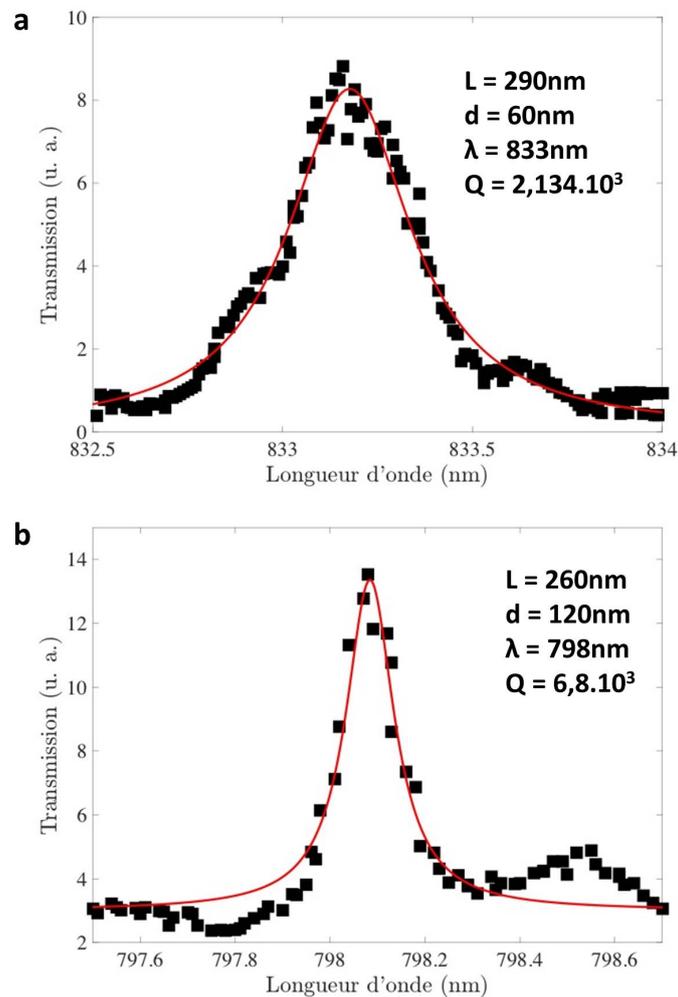


FIGURE 3.34 – Spectre de résonances obtenues avec le laser continu, dans le domaine fréquentiel. Les carreaux noirs représentent des points expérimentaux. La courbe en rouge est un ajustement lorentzien des points expérimentaux. En **a**, guide d'alimentation de largeur égale à 290 nm et d'une distance entre le guide et la nanocavité de 60 nm. La longueur d'onde de résonance est de 810 nm. Son facteur de qualité est de $2,134 \times 10^3$. En **b**, guide d'alimentation de largeur égale à 260 nm et d'une distance entre le guide et la nanocavité de 120 nm. La longueur d'onde de résonance est de 798 nm. Son facteur de qualité est de $6,8 \times 10^3$.

Discussion générale

L'expérience de détection hétérodyne balancée avec un laser pulsé ne nous permet pas d'obtenir un résultat direct du facteur de qualité des modes d'une nanocavité dû à la difficulté de décorrélérer les modes entre eux. L'expérience avec un laser continu

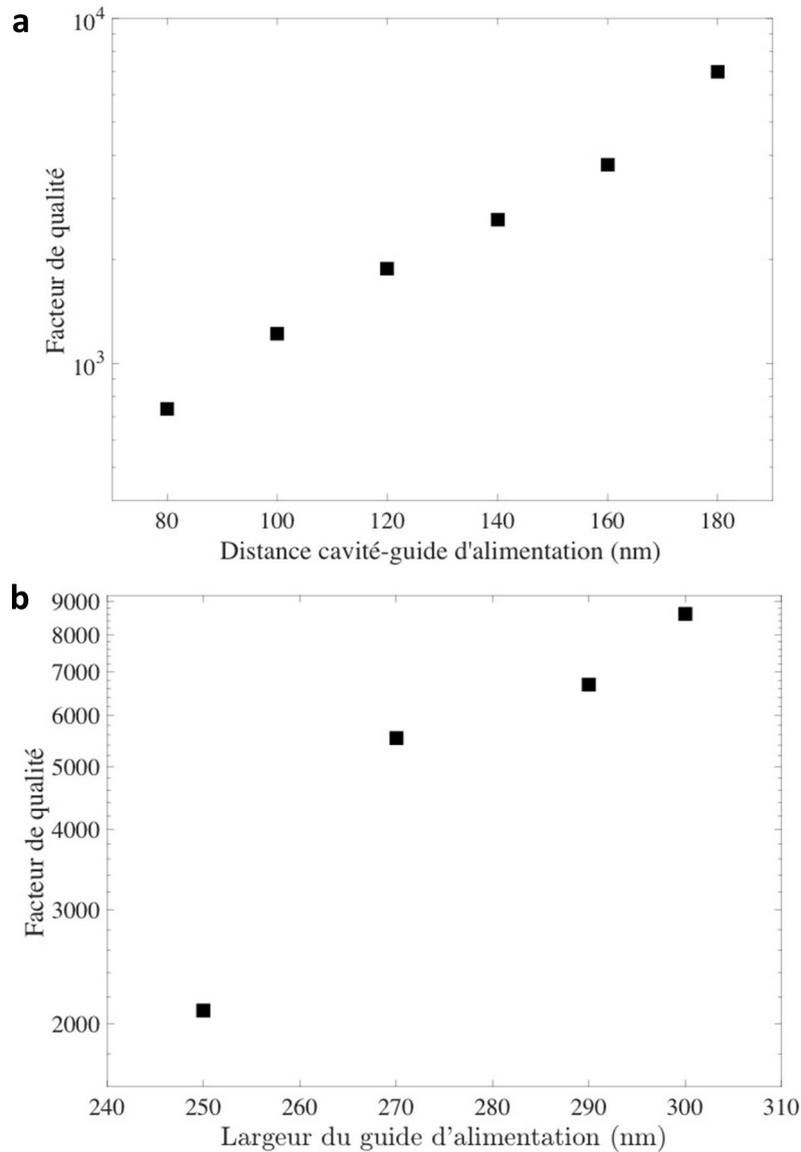


FIGURE 3.35 – **a** : facteur de qualité en fonction de la distance d pour une largeur L de 250 nm du guide d'alimentation. **b** : facteur de qualité en fonction de la largeur L des guides d'alimentation. La distance d est fixe et vaut 120 nm.

nous a permis de confirmer nos doutes puisqu'il existe un écart pour le facteur de qualité trouvé par la mesure du temps de vie et le facteur de qualité trouvé pour la mesure spectrale. Quant aux structures, le cas où le couplage de la lumière du guide d'alimentation à la nanocavité se fait par miroir inverse et le cas où le couplage est évanescent donnent des facteurs de qualité honorables pavant la voie pour la réalisation

du couplage fort avec des systèmes atomiques. En effet, nous obtenons des facteurs de qualité supérieurs ou égaux à 10^4 . Néanmoins, nous n'avons pas observé le mode fondamental pour le cas du couplage par ingénierie inverse. Une solution consiste à ajouter des périodes de plus en plus petites à la fin de chaque miroir. Comme nous l'avons vu dans le Chap. 1, la dernière période du miroir inverse est de 180 nm donc la longueur d'onde du mode fondamental se trouve au bord du gap. En ajoutant des périodes en plus, le gap va se déplacer vers le haut, donc la longueur d'onde du mode fondamental va sortir du gap. L'idée est alors d'ajouter des périodes jusqu'à aboutir au point d'intersection entre la courbe de dispersion du guide d'alimentation et la courbe de dispersion du cristal photonique. Dans le cas des nanocavités couplées par couplage évanescent, le meilleur couple de paramètres que nous ayons obtenu jusqu'ici pour le mode fondamental, est de 260 nm pour la largeur du guide d'alimentation et de 120 nm la distance entre la nanocavité et le guide d'alimentation. Il permet d'avoir un facteur de qualité d'environ 7×10^3 . D'autres études seront menées dans le but de trouver les bons paramètres qui maximisent le facteur de qualité.

3.3 Dépendance en température

L'étude de la dépendance en température de la structure nous permet de quantifier la variation de la longueur d'onde d'un mode en fonction de la température. Ceci peut être très utile dans le but d'ajuster finement la longueur d'onde de la nanocavité pour être en résonance avec une transition atomique. Dans cette étude, nous avons quantifié la dépendance en température de la longueur d'onde de résonance du mode de la nanocavité ainsi que son facteur de qualité. Pour l'étude du facteur de qualité, nous avons travaillé avec la nanocavité où le couplage de la lumière se fait par ingénierie inverse, la période centrale de la nanocavité étant de 180 nm et la longueur d'onde du mode étant de 841 nm. Remarquons que les conclusions sont applicables également au cas du couplage latéral. La Fig. 3.36 montre la variation du facteur de qualité (carrés bleus) et de la longueur d'onde de résonance en fonction de la température (points rouges). A 19.5°C , le facteur de qualité atteint $1,5 \times 10^4$, ce qui constitue un record pour les nanocavités en GaInP pour les longueurs d'onde inférieures à 1000 nm, tandis

qu'il décroît à 1×10^4 pour une température de 25°C . Ainsi, le facteur de qualité est sensible à la température (la barre d'erreur est de $0,1 \times 10^4$) et une stabilisation doit être réalisée pour les expériences de couplage fort avec les atomes. Concernant la longueur d'onde de 841 nm, elle passe d'une valeur de 841 nm pour une température de $17,5^\circ\text{C}$ à une valeur de 841,45 nm pour une température de 24°C . Un ajustement linéaire, en noir, donne une variation de $0.0615 \text{ nm}/^\circ\text{C}$. La variation de la longueur d'onde est donc fine par rapport à la variation par modification de la période centrale. Un asservissement de la température sera nécessaire si nous voulons que $\lambda_{\text{cavité}} = \lambda_{\text{atomique}}$ à quelques GHz près. Ceci est alors exploitable pour réaliser un accord très fin entre la résonance de la nanocavité et la résonance atomique.

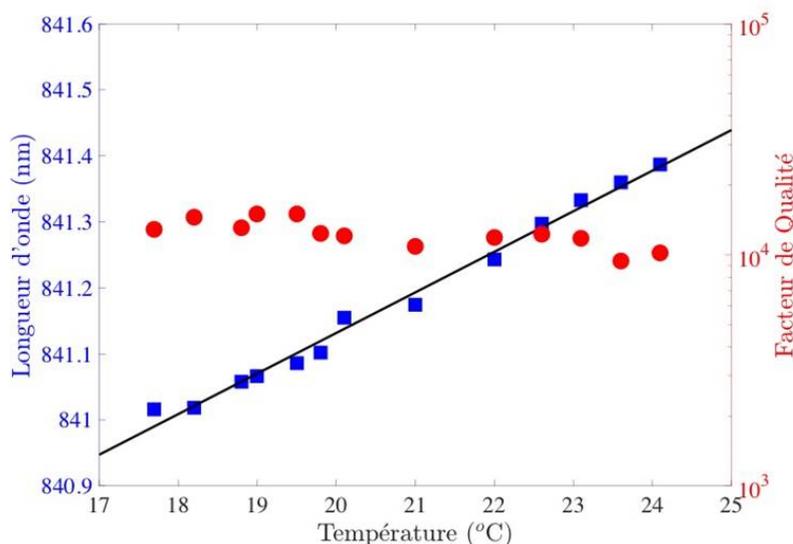


FIGURE 3.36 – Facteur de qualité (en bleu) et de la longueur d'onde (en rouge) en fonction de la température. Le facteur de qualité maximal est de $1,5 \cdot 10^4$ pour une température de $19,5^\circ$ ce qui constitue un record.

3.4 Conclusion

L'objectif de mes travaux de thèse était de construire une plateforme nano-technologique pour la réalisation du couplage fort avec des systèmes atomiques. La nanocavité à cristal photonique a été fabriquée selon deux ingénieries. Chacune d'elle peut être utilisée selon le type d'expérience que nous voulons réaliser avec les systèmes atomiques.

Par exemple, nous privilégierons la nanocavité où le mode fondamental a ses maxima au-dessus des trous d'air dans le cas où les systèmes atomiques sont piégés dans des pièges optiques. Ce piège est alors approché au maximum du mode évanescent. Ceci permet d'affaiblir l'influence des forces de Van der Waals de la surface de la structure, évoluant en $1/z^3$ où z est la distance entre le système atomique et la structure [92]. Le facteur de qualité obtenu est supérieur à 10^4 et le volume modal est inférieur à $0,04 \mu m^3$ pour le mode fondamental pour les nanocavités couplées par couplage évanescent. Sur la Fig. 3.37 issue de [75] décrivant l'évolution du facteur de qualité en fonction du rapport λ/n , notre nanocavité appartient aux meilleures nanocavités dans la littérature scientifique pour les rapports λ/n inférieurs à 0,4. Nous avons aussi réussi à fabriquer des réseaux-coupleurs ainsi que des guides d'alimentation permettant le couplage et l'acheminement de la lumière dans la nanocavité, surmontant ainsi les effets de la rugosité qui sont d'autant plus impactants que la longueur d'onde est petite. Néanmoins, le réseau-coupleur doit être optimisé davantage pour coupler et collecter le maximum de lumière.

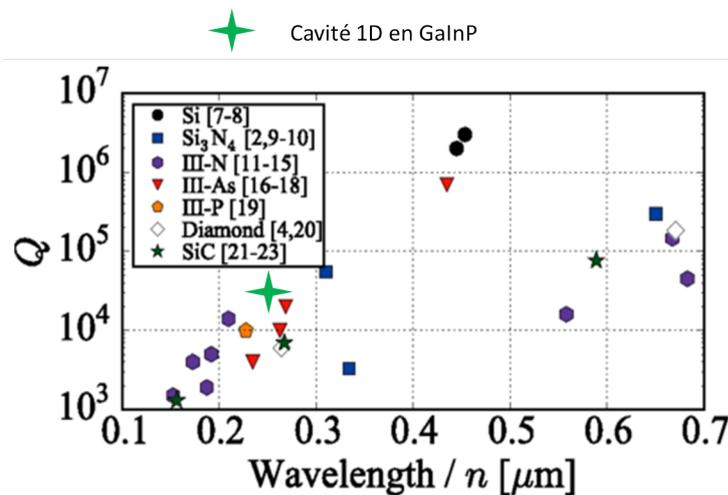


FIGURE 3.37 – Facteur de qualité Q en fonction du rapport λ/n . La nanocavité à cristal photonique en GaInP possède l'un des plus hauts facteurs de qualité pour des longueurs d'onde inférieures à 1000 nm.

La prochaine étape sera d'optimiser les structures nanophotoniques et d'utiliser le dispositif nanophotonique dans des expériences d'interaction avec des systèmes ato-

miques comme nous le verrons dans la partie suivante.

Chapitre 4

Conclusion et Perspectives

4.1 Conclusion

Au cours de mes trois années et demi de thèse, j'ai réalisé des plateformes nano-photoniques dans le but de les intégrer lors des expériences dans le régime de couplage fort avec des systèmes atomiques dans l'intervalle de longueur d'onde compatible avec les résonances des atomes de Rubidium (789 nm), de Césium (852 nm) et d'Argon (811 nm). Pour cela, j'ai imaginé des architectures nano-photoniques composées d'une nanocavité à cristal photonique. De par et d'autre de la nanocavité, nous avons ajouté des guides d'alimentation suivis de réseaux-coupleurs. Les réseaux-coupleurs servent à injecter la lumière issue d'une fibre optique commerciale aux guides d'alimentation et vice versa. La réalisation d'une telle plateforme fut un défi technologique que j'ai pu relever mais qui reste à améliorer. Quatre aspects ont du être considérés. La fabrication d'une nanocavité à cristal photonique à fort facteur de qualité et faible volume modal. La fabrication des réseaux-coupleurs périodiques permettant un couplage optimisé de la lumière. La fabrication de guides d'alimentation en minimisant les pertes lors du transport de la lumière jusqu'à la nanocavité. Enfin le moyen de (dé)coupler la lumière dans et hors de la nanocavité avec une grande efficacité. Nous avons imaginé deux types d'architectures : la première consiste à aligner la cavité avec les autres composants, comme nous pouvons le voir sur la Fig. [4.1a](#) Quant à la deuxième, elle consiste à décaler la nanocavité des autres composants, comme nous pouvons le voir sur la Fig. [4.1b](#). La

différence fondamentale entre les deux architectures se situe au niveau du couplage de la lumière du guide d'alimentation à la nanocavité. Dans le premier cas, le couplage est réalisé grâce à un "miroir inverse", tandis que dans le deuxième cas, le couplage se fait grâce à un couplage évanescent entre le guide et la nanocavité.

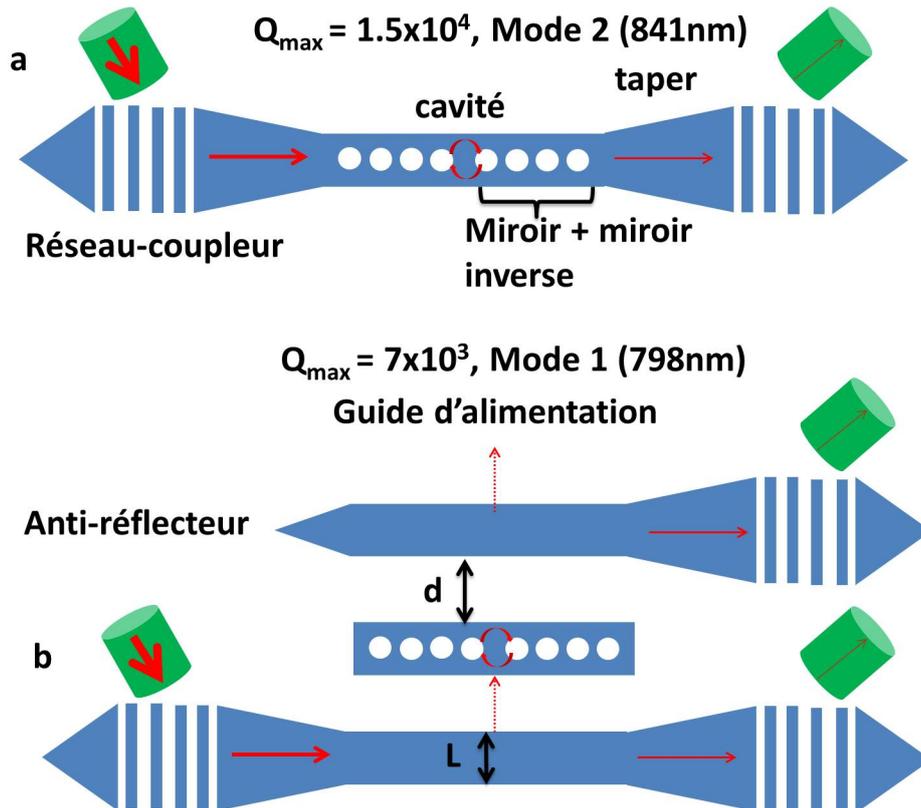


FIGURE 4.1 – Architecture des plateformes nano-photoniques fabriquées durant ma thèse.

Pour mener à bien ces travaux, nous avons, en premier lieu, réalisé une ingénierie basée sur les travaux de l'équipe de Raineri [78] sur la cavité à cristal photonique dans le but d'avoir un fort facteur de qualité et un faible volume modal pour un mode fondamental situé autour de 800 nm. L'ingénierie a été réalisée la période des miroirs. Pour le cas où, le champ a ses maxima entre les trous d'air. Ce type de cavité est appelé "cavité à mode diélectrique". Puis j'ai réalisé une ingénierie sur la largeur des miroirs, dans ce cas où les maxima du champ se trouvent au-dessus des trous d'air. Ce type de cavité est appelé "cavité à mode air". Chacune des cavités pourra être utilisée

en fonction des objectifs des expériences de couplage fort avec les atomes.

Pour vérifier la qualité de l'ingénierie des cavités, nous avons effectué des simulations numériques, basées sur la méthode FDTD. Celles-ci donnent un facteur de qualité théorique intrinsèque supérieur à 10^7 pour les deux types de cavités. Le volume modal est de $0,01 \mu\text{m}^3$ pour les cavités à mode diélectrique et est de $0,034 \mu\text{m}^3$ pour les cavités à mode air. Dans les deux cas, la condition de couplage fort, comme nous l'avons calculé (cf. [1.4](#)), est respectée pour des résonances situées dans l'intervalle 750-860 nm. Nous avons ensuite optimisé les réseaux-coupleurs périodiques dans le but d'optimiser le couplage de la lumière de la fibre aux guides d'alimentation et de minimiser les réflexions de la lumière sur le réseau-coupleur. En nous basant sur les calculs FDTD, nous avons trouvé une transmission du réseau-coupleur à la fibre optique, que nous avons nommé "Transmission Haut", d'environ 20% et une réflexion d'environ 56%. Les calculs ont été réalisés pour la longueur d'onde de 811 nm.

Dans le but de fabriquer les plateformes nano-photoniques, il a fallu développer un procédé technologique. Notre procédé est fortement inspiré du procédé technologique développé par l'équipe de Fabrice Raineri au C2N. Pour la réalisation de la lithographie électronique, qui consiste à dessiner les contours de notre structure, nous avons dessiné plusieurs masques à l'aide du logiciel IPKISS. Les structures que nous obtenions pour les cavités à mode diélectrique sont globalement de bonne qualité avec des erreurs technologiques de l'ordre de 3 nm en moyenne même si, dues aux petits paramètres de nos structures, la rugosité reste un facteur limitant. Les cavités à mode air, elles, sont en cours de construction. Nous avons en premier lieu caractérisé le réseau-coupleur à l'aide du laser pulsé puis du laser continu. nous avons démontré que le comportement du réseau est assez proche de la simulation mais reste néanmoins très dépendant de l'angle d'incidence. La caractérisation du réseau-coupleur grâce au laser continu nous a permis de savoir la longueur d'onde pour laquelle le couplage est maximal. Il s'agit de longueur d'onde de 815 nm, assez proche de la valeur théorique qui est de 811 nm. La transmission est de l'ordre de 4%, valeur extrêmement faible par rapport à la valeur théorique de 20%. Cela était due à une désadaptation du mode de la fibre et du réseau-coupleur. Une ingénierie du réseau a alors été effectuée pour optimiser la

valeur de transmission vers le haut et minimiser la réflexion. Les simulations FDTD nous donnent une transmission théorique vers le haut d'environ 56% et une réflexion vers l'arrière de 0,6%. Nous avons fabriqué technologiquement ces réseaux-coupleurs en utilisant le même procédé technologique que pour la fabrication des réseaux-coupleurs périodiques comme on peut le voir sur la Fig. 4.2. On y voit l'image prise au MEB du réseau-coupleur. Il est composé de trous sur une tranche de GaInP. Tout au long du réseau, le rayon des trous varie de 0 nm à 86 nm. Nous avons récemment caractérisé le réseau-coupleur apodisé avec le laser pulsé, les mesures étant toujours en cours. Sur les Figs. 4.3a, b et c, nous observons le signal du réseau-coupleur standard en noir et le réseau-coupleur apodisé en rouge pour trois mesures différentes effectuées sur trois réseaux-coupleur périodiques et apodisés différents. La laser pulsé est centré en 800 nm sur la première figure. Le signal maximal obtenu pour le réseau périodique est d'environ 125 cps alors que pour le réseau apodisé le signal est d'environ 1750 cps. Pour la même puissance injectée, nous obtenons une transmission vers le haut pratiquement dix fois plus élevée pour le réseau apodisé que pour le réseau périodique. Concernant la Fig. 4.3b, le signal du réseau apodisé est deux fois plus élevé que le signal transmis par le réseau périodique alors qu'il est cinq fois plus élevé sur la Fig. 4.3c. Les différences de rapport pour chaque figure provient des défauts technologiques et de la propreté de la surface. Ce qu'il faut retenir est que le réseau apodisé permet une transmission du signal en moyenne cinq fois plus élevé que le réseau périodique. Néanmoins, dans tous les cas, nous constatons toujours des oscillations dues au Fabry-Pérot formé par les deux réseaux-coupleurs et aussi au Fabry-Pérot formé par l'extrémité de la fibre et le réseau-coupleur.

Concernant la caractérisation optique des cavités, le caractère pulsé du laser, dans l'expérience dans le domaine temporel, a donné des résultats difficilement interprétables en mesurant la durée de vie des photons dans la nanocavité. Ceci est lié à la difficulté d'isoler un mode de la cavité. Le facteur de qualité maximale obtenu avec cette expérience est de l'ordre de $7 \cdot 10^3$, pour une cavité à mode diélectrique et dont le couplage de la lumière dans la cavité se fait par le miroir inverse. Il s'agissait du mode numéro 2 situé à la longueur d'onde de 841 nm de la cavité B12, c'est à dire dont la

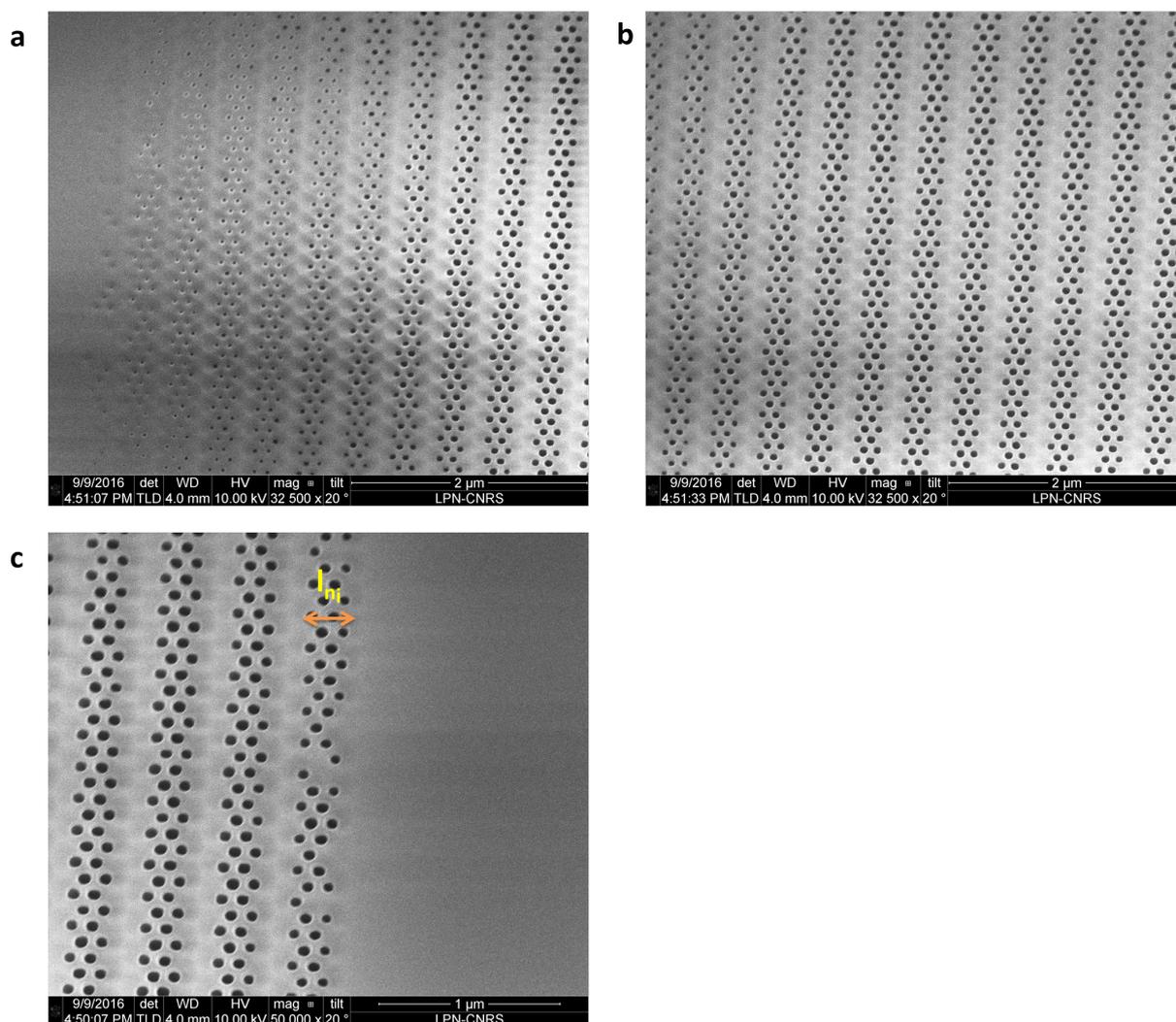


FIGURE 4.2 – Images MEB des réseaux-coupleurs apodisés. En **a** : début du réseau apodisé. En **b** : milieu de réseau apodisé. En **c** : fin du réseau-coupleur apodisé.

période centrale vaut 180 nm. Il a fallu alors, pour confirmer ou infirmer nos résultats, effectuer la caractérisation dans le domaine fréquentiel grâce à un laser continu. Ces expériences ont été réalisées au LKB en collaboration avec Alberto Bramati et Rajiv Boddeda. Les doutes que nous avions ont été confirmés puisque, pour la cavité dont le facteur de qualité obtenu dans le domaine temporel, est de 7×10^3 dans le domaine fréquentiel, nous avons mesuré un facteur de qualité supérieur à 10^4 . Par la suite, toutes les expériences ont été réalisées dans le domaine temporel. Concernant les structures où le couplage se fait par miroir inverse, nous n’observions jamais le mode fondamental

en sortie du réseau-coupleur. Nous considérons que ceci est dû à un désaccord entre le vecteur d'onde du mode de la cavité et du vecteur d'onde du guide d'alimentation. En effet, l'analyse théorique nous donne des pertes de l'ordre de 95% à l'interface guide d'alimentation/miroir inverse et miroir inverse/guide d'alimentation. Nous pensons que c'est aussi dû à la petitesse du mode fondamental par rapport à la longueur de la cavité. En effet, le mode s'étend au maximum sur $2\ \mu\text{m}$ alors que la longueur de la demi-cavité sans le miroir inverse est d'environ $6\ \mu\text{m}$. Nous avons aussi pu déterminer la variation de la longueur d'onde en fonction de la température, qui est de $0,06\ \text{nm/K}$, le facteur de qualité variant peu. Cette valeur est très intéressante pour faire un accord très fin entre la résonance de la cavité et la résonance atomique. Elle donne également un aperçu de la stabilité en température qui sera nécessaire lors des expériences avec les atomes. Concernant les structures où le couplage se fait par couplage évanescent, nous avons bien expérimentalement le mode fondamental. Nous avons vu aussi que la longueur d'onde de résonance dépendait de la distance entre la cavité et les guides d'alimentation. De même, le facteur de qualité et la transmission dépendent de cette distance. En effet, plus cette distance est petite, plus le couplage est meilleur et donc la transmission est élevée. Néanmoins, le facteur de qualité aura tendance à diminuer dû à la création d'un canal de fuite permettant aux photons de s'échapper plus rapidement de la cavité. Par contre, si la distance est trop grande, alors la transmission sera très dégradée mais le facteur de qualité sera élevé. Quant à la largeur du guide d'alimentation, elle influe très peu sur la longueur d'onde de résonance de la cavité. Nous concluons cependant temporairement qu'elle a une influence importante sur le facteur de qualité. Des travaux sont en cours pour mieux comprendre le mécanisme et, in fine, donner le couple optimal distance/largeur permettant le plus grand facteur de qualité et une bonne transmission. La conclusion est que plus la largeur du guide est importante et moins la partie évanescente du mode est étendue. Ainsi la distance entre la cavité et le guide doit être faible pour avoir un bon recouvrement du mode de la cavité avec celui du guide d'alimentation. Plus la largeur est faible, plus la partie évanescente est étendue. La distance entre la cavité et le guide d'alimentation doit alors être grande. Le facteur de qualité maximal que nous avons obtenu pour ces structures

est supérieur à 10^4 .

En général, nous pouvons affirmer que nous détenons désormais le record du facteur de qualité pour les cavités en GaInP, pour les longueurs d'onde très proches infrarouges/visibles. Celui-ci est pratiquement de 2.10^4 , l'état de l'art étant de $5,5 \times 10^4$ pour une longueur d'onde de 673 nm dans le SiN comme nous l'avons mentionné dans l'Introduction. Ce record a été obtenu pour une cavité à mode diélectrique, dont le couplage se fait par miroir inverse et par couplage évanescent et à une température de $19,5^\circ\text{C}$.

Néanmoins ce facteur de qualité est celui du mode fondamental au centre de la cavité. Dans la partie évanescente, à environ 100 nm de la cavité, le facteur de qualité est environ 20 fois plus petit. Ainsi, dans la partie évanescente il vaut pratiquement 1×10^3 . Comme nous l'avons montré dans la conclusion du Chap. [1](#), afin que le système atome-champ soit dans un régime de couplage fort, il faut que le facteur de qualité soit au minimum de 2×10^4 dans la partie évanescente. Ainsi, nous devons, d'un point de vue expérimental, fabriquer des cavités ayant un facteur de qualité au centre de la cavité $Q \geq 10^5$.

4.2 Perspectives à court terme

En parallèle du travail que nous avons effectué sur les cavités où l'ingénierie a été faite sur la période, nous avons fabriqué des cavités où l'ingénierie a été réalisée sur la largeur de la cavité. Les calculs théoriques sur ce type de cavités ont été vus au Chap. [1](#). Nous avons également développé des cavités réalisées en GaP ($n = 3,18$ autour de 800 nm). Ce matériau a été choisi car il permet de s'affranchir de l'étape de collage lors de la fabrication.

4.2.1 Approche alternative de la plateforme nano-photonique en GaInP : Ingénierie sur la largeur de la cavité

Présentation des structures

Comme nous l'avons vu dans le Chap. 1, nous avons réalisé une ingénierie sur la largeur de la cavité dans le but d'avoir le maximum d'intensité du mode fondamental au-dessus des trous d'air, soit dans la bande de conduction. Ceci ouvre de nouvelles perspectives pour l'interaction avec des systèmes atomiques. De plus, ce type de cavité a des paramètres géométriques plus grands que ceux des cavités où le maximum d'intensité du mode est dans le matériau, ce qui a pour effet de réduire les effets des erreurs technologiques. Le couplage de la lumière issue de la fibre optique au guide d'alimentation se fait grâce à un réseau-coupleur. Les cavités où le maximum du champ est au dessus des trous d'air doivent être suspendues dans l'air pour éviter la fuite du mode vers le bas de la structure comme nous l'avons vu au Chap. 1. Nous avons représenté sur la Fig. 4.4 le masque que nous avons réalisé pour la fabrication de nos structures. Il est identique au masque de la Fig. 2.4, seul le type de la cavité change. Les paramètres géométriques de la cavité sont les suivants : la période a est fixée à 260 nm, le nombre de trous au total N_t est de 30, le rayon des trous r est fixé à 90 nm, la largeur centrale varie entre 437,5 nm et 417,5 nm pour faire varier la longueur d'onde de résonance. La largeur finale est fixée à 314 nm.

Fabrication technologique

Les étapes de fabrication de nos structures sont identiques à celles des structures vues au Chap. 2. Cependant, plusieurs étapes supplémentaires sont nécessaires pour suspendre la cavité. Comme présenté dans la Fig. 4.5, en premier lieu nous déposons un masque de Silicium amorphe (Si-a) d'une épaisseur de 500 nm par dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PECVD) dans le but de protéger le réseau-coupleur ainsi que les guides d'alimentation que nous ne voulons pas suspendre dans l'air. Le Si-a a la particularité d'être non-poreux et d'être sélectif par rapport au Fluorure d'Ammonium (AF). Dans l'objectif d'effectuer la lithographie électronique, nous déposons

une résine positive appelée PMMA. Contrairement à la résine négative, lors de la révélation, c'est la partie insolée qui est gravée. Le dépôt se fait grâce à un spin-coating avec une vitesse de 2000 tpm, une accélération de 2000 tpm.s⁻¹ et un temps de 30 s.

Ensuite, la lithographie électronique est effectuée en utilisant les mêmes paramètres de dosage du flux de tensions d'électrons que dans le Chap. 2. Le masque est ensuite révélé durant 90 s grâce à une solution d'Isopropanol (IPA) et de Méthylisobutylcétone (MIBK) dans une proportion de 1 pour 3. L'échantillon est ensuite rincé à l'IPA et séché avec un flux d'azote N₂. La couche de Si-a est ensuite gravée par gravure RIE durant environ 3 minutes

La Fig. 4.6 décrit comment la silice SiO₂ est sous-gravée par voie humide dans une solution de AF durant 10 minutes. Un séchage critique de l'échantillon est réalisé pour éviter que les tensions de surface ne fasse effondrer la membrane suspendue de GaInP. Enfin on effectue une gravure RIE de la résine PMMA et du masque dur Si-a.

Dans la Fig. 4.7, nous avons présenté des images réalisées avec le MEB d'une cavité apodisée en largeur. La Fig. 4.7b représente la même cavité que la Fig. 4.7a mais grossie cinq fois. On constate la variation de la largeur le long de la ligne de trous.

Dans la Fig. 4.8a, nous avons mesuré la taille du trou d'une cavité apodisée en largeur. Sa taille est de 177 nm, sa valeur théorique étant de 180 nm. Quant à la Fig. 4.8b, il s'agit de la même cavité mais avec un plus petit grossissement. La période mesurée est de 261 nm, sa valeur théorique étant de 260 nm. L'erreur sur les paramètres géométriques est en moyenne de 2 nm.

Dans le cas où les cavités sont suspendues dans l'air comme on peut le voir sur la Fig. 4.9, il n'est pas possible de prendre des photographies très proches sans courir le risque de courber, voire de casser la cavité. Nous pouvons voir que la cavité suspendue au milieu d'une surface rectangulaire est sous-gravée. Par un grossissement sept fois plus important (Fig. 4.9b), nous constatons que la cavité est suspendue et est courbée vers le haut. Ce phénomène est appelé le "buckling". Il est lié à l'élasticité du matériau et aux contraintes résiduelles.

Le procédé technologique doit être amélioré pour éviter ce "buckling" des structures.

4.2.2 Cavités à cristal photonique 1D en GaP

Le problème de la rugosité évoqué dans l'Introduction est source de pertes par diffusion et diffraction pour la lumière se propageant dans les structures. Cette rugosité apparaît lors de l'étape de dépôt du SiO_2 sur la plaque de GaInP avant le collage (cf. Chap. 2). Une solution serait de travailler sur des structures ne nécessitant pas de report sur Silicium et donc pas de dépôt de couche de SiO_2 ce qui évitent la rugosité. Le GaP constitue un bon candidat pour cela. Des cavités en GaP ont été fabriquées en nous inspirant du procédé de la thèse de Aude Martin [93]. Néanmoins, son procédé fut développé pour des cavités à cristal photonique à deux dimensions. Il a alors fallu l'adapter pour des cavités à une dimension, inexistantes à notre connaissance dans la littérature scientifique.

La Croissance du GaP

Le procédé de fabrication commence par la croissance du GaP par épitaxie MOCVD (Metalorganic Chemical Vapor Deposition) sur une couche d'AlGaP en raison de leur paramètre de maille. Cette croissance a également été réalisée par Grégoire Baudoin et Isabelle Sagnes au C2N. Elle est faite sur un substrat (plaque de 2 pouces) de GaP. La Fig. 4.10 représente la structure réalisée. Elle est formée par la croissance d'une couche de 200 nm de GaP et d'une couche de $1 \mu\text{m}$ d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$, appelée la couche d'arrêt (etch-stop layer), sur un substrat de GaP. Après la croissance, la plaque de GaP est découpée en plusieurs échantillons rectangulaires faisant typiquement 40 mm par 30 mm.

Le masque

A l'instar des cavités en GaInP, nous avons utilisé le logiciel Python-IPKISS pour générer le masque comme on peut le voir sur la Fig. 4.11. La partie encadrée en noir représente la cavité. Celle-ci est prolongée par des guides d'alimentation jusqu'aux réseaux périodiques en bleu. Un zoom de la cavité à cristal photonique est présenté. L'ingénierie a été réalisée sur la largeur de la cavité. Cette dernière est suspendue en l'air grâce à des longueurs d'environ $1 \mu\text{m}$ et de largeur de 50 nm ayant appui sur la

cavité et le pourtour entourant la structure. En effet, l'indice de réfraction optique du matériau AlGaP est de l'ordre de 3 pour des longueurs d'onde autour de 800 nm. La réflexion totale interne dépendant de la différence d'indice entre le matériau de la cavité et le matériau entourant la cavité, le confinement de la lumière sera alors mauvais. Les barres sont distribuées aléatoirement pour éviter de créer des résonances du type miroir de Bragg [94]. La structure (cavité, guides et réseaux) est alors répétée plusieurs fois en faisant varier les paramètres de cavité, telle que la période du cristal photonique, le rayon, ou la largeur du guide.

Lithographie électronique et gravure sèche

A l'instar des structures en GaInP, pour réaliser la structure sur le GaP, il faut graver ce dernier en suivant les formes géométriques des nanocavités, des guides et des réseaux de couplages. Ceci se fait en déposant une résine négative qui protégera les surfaces de GaP qu'il ne faut pas graver. Cette étape est faite à l'aide de la lithographie électronique.

Pour réaliser la lithographie électronique, j'ai déposé une résine d'hydrogénosilsequioxane (Hydrogène Silsequioxane - HSQ), résine négative, sur la surface du GaP comme nous le montrons sur la Fig. 4.12. Avant de déposer la résine sur l'échantillon, il est nécessaire de préparer la surface pour que celle-ci soit uniformément étalée sur la surface. Ensuite la résine HSQ est étalée sur l'échantillon par spin-coating durant 60 s avec une vitesse de 600 tpm et une accélération de 4000 tpm/s. L'épaisseur de la résine est d'environ 250 nm. Il est important que l'échantillon ait une grande surface pour permettre une meilleure évacuation de la résine lors du spin-coating et pour avoir une épaisseur uniforme. Enfin, l'échantillon est recuit pendant 40 minutes à 90 °C.

L'échantillon est ensuite inséré dans la machine de lithographie pour insoler la résine selon le masque réalisé. Comme nous l'avons mentionné au Chap. 2, l'intensité du faisceau d'électrons exprimée en $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ dépend de la complexité du motif et de la résolution souhaitée. Elle joue également un rôle important sur la qualité de la gravure. La difficulté dans les structures en GaP provient de l'existence du pourtour. En effet, il faut trouver la bonne distance entre ce dernier et la structure ainsi que la bonne

intensité du faisceau afin que les électrons bombardant le pourtour ne diffusent pas sur les espaces vides (trous, espace séparant le pourtour de la structure). Pour cela, nous avons réalisé des tests de dosage. Les dosages varient de 4000 à 6000 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ par pas de 1000 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$. D'après la Fig. 4.13, on observe que le dosage de 4000 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ est celui qui permet la gravure de la structure sans diffusion.

Une fois la lithographie terminée, le masque est révélé en mettant l'échantillon dans une solution de AZ400K et de l'eau déionisée, dans une proportion de 1 pour 4, durant 1 minute, puis l'échantillon est lavé avec de l'eau déionisée, puis séché avec un flux de N_2 . Seule la résine HSQ exposée au faisceau d'électrons subsistera, et protégera l'échantillon de la gravure qui sera décrite dans la partie suivante.

Les structures sont réalisées par gravure ionique réactive à plasma haute densité-couplage inductif (RIE-ICP) comme nous le voyons sur la Fig. 4.14. Afin de graver le GaP, un gaz à base de $\text{HBr}/\text{O}_2/\text{He}$ a été utilisé.

Sur les images MEB de la Fig. 4.15, nous voyons que la structure est bien gravée, ce qui n'est pas le cas des trous qui sont inexistantes comme on peut le voir sur la Fig. 4.15d. Nous avons toutefois testé la sous-gravure. Elle est réalisée en plongeant l'échantillon dans une solution de AF dilué à 1% durant 15 mins. Ceci a pour effet de graver 1 μm de AlGaP. Un séchage super-critique est ensuite effectué pour terminer la procédure comme nous le voyons sur la Fig. 4.14.

Les images MEB de la Fig. 4.15b, Fig. 4.15c et Fig. 4.15d montrent que la sous-gravure a été un succès au niveau de la cavité et du réseau-coupleur. Néanmoins, au niveau des guides d'alimentation, selon la Fig. 4.15a et la Fig. 4.15c, la sous-gravure n'a pas été complète.

Il y a donc, à ce niveau là, deux problèmes auxquels il faut remédier :

1. le dosage lors de la lithographie électronique afin de créer les trous de la cavité
2. et la sous-gravure afin de suspendre la cavité complètement dans l'air.

Pour remédier au premier problème, nous avons fixé un dosage de 7000 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ pour la cavité, un dosage égale à 5000 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ pour le réseau et les guides d'alimentation, et enfin un dosage de 3000 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ pour les pourtours, sans modifier la distance du pourtour avec la structure. Quant au second problème, il faut augmenter le temps de

sous-gravure à 30 mins. La Fig. 4.16 montre une image prise au MEB représentant une cavité à cristal photonique et dont les trous ont cette fois été gravés.

Il faudra par la suite, réaliser la sous-gravure durant 30 mins afin de terminer le procédé technologique en suspendant complètement la cavité. Ce type de cavités suspendues est toujours en cours de développements et d'optimisation.

4.3 Perspectives à moyen terme

Grâce à la réalisation de nos plateformes technologiques possédant des cavités à fort facteur de qualité et faible volume modal, nous pouvons imaginer des expériences hybrides mélangeant les plateformes nano-photoniques et des systèmes atomiques pour le couplage fort. Ces expériences fondamentales sont très importantes à plusieurs niveaux notamment le stockage d'information [95], ou la réalisation de portes logiques quantiques. L'existence de systèmes hybrides mélangeant des plateformes nanophotoniques et des atomes est très récente comme en atteste la littérature scientifique. La première expérience dans ce domaine a été réalisée en 2013 par l'équipe de M.Lukin [27], puis une seconde a été réalisée en 2014 par l'équipe de J.Kimble [96]. Il m'a paru intéressant de terminer ce manuscrit par une brève description de ces plateformes nanophotoniques et de commenter les atouts de notre approche. Dans ce chapitre, nous discuterons des différentes expériences de couplage fort avec des atomes pouvant être réalisées en nous basant sur la littérature scientifique. Il s'agit essentiellement de structures nano-photoniques interagissant avec des atomes piégés dans un piège optique. D'autres types d'expériences existent : ils utilisent un gaz atomique pulvérisé au-dessus de la cavité [97] et de l'utilisation d'un jet atomique dont la trajectoire est très proche et parallèle à la surface de la cavité. La difficulté de toutes ces expériences réside dans le fait d'approcher avec une grande précision et au maximum l'atome du mode évanescent de la cavité en prenant en compte la contrainte principale : le temps d'interaction T_{int} doit être assez long pour qu'il y ait un couplage fort, c'est-à-dire que $g \gg 1/T_{int}$ où g est la fréquence de Rabi définie dans l'introduction.

4.3.1 Expérience avec un piégeage optique des atomes : L'équipe de Lukin

En 2013, l'équipe de Lukin [27] a réalisé une expérience couplant une plateforme nano-technologique avec un atome froid de Rubidium piégé dans un piège optique. Son équipe a pu ainsi observer un couplage entre les atomes et un mode optique de la cavité.

La technique de piégeage des atomes consiste à créer un réseau optique. Ceci est réalisé par l'interférence entre un faisceau incident très focalisé issu d'une fibre optique et le même faisceau réfléchi sur la structure nano-photonique, ainsi une onde stationnaire se forme. Sur la Fig. 4.17 nous pouvons voir le schéma de principe du système hybride proposé. Les atomes, refroidis au préalable, sont chargés dans le piège optique, puis ramenés à 100 nm de la cavité.

La structure est composée d'une cavité à cristal photonique dont l'ingénierie a été faite sur le rayon des trous. Les maxima du mode sont au-dessus du matériau de Nitrure de Silicium (SiN). Le SiN, à la longueur d'onde de résonance de 780 nm correspondant aux atomes de Rubidium utilisés, a un indice égale à 2. L'épaisseur de la membrane de SiN est de 200 nm et une largeur de 433 nm. La période de la cavité est de 290 nm et le rayon des trous est de 70 nm. Le nombre de trous total est de 34. Le mode fondamental est à 758 nm et a un volume modal de $0,18 \mu m^3$. Le mode utilisé dans l'expérience est le mode 2 de longueur d'onde égale à 779,5 nm proche de la longueur d'onde du Rubidium. Le volume modal de la cavité est de $7(\lambda/n)^3$ soit $0,42 \mu m^3$. Le facteur de qualité de ce mode est de 460. La cavité est suspendue dans le vide, collée par adhérence à une fibre étirée qui permet le couplage du laser dans la nanocavité.

L'atome piégé est approché de la surface orthogonal à l'axe vertical y de la structure afin de le faire interagir avec le mode évanescent. La distance minimale d'approche fut de 260 nm ce qui fait que le couplage fut très faible.

En 2014, Lukin et al. [95] réitère l'expérience avec un autre type de cavité comme on peut le voir sur la Fig. 4.18. Celle-ci possède des trous rectangulaires et pour obtenir un fort facteur de qualité, une ingénierie est faite sur les dimensions des trous. Le mode

fondamental est à 780 nm et son facteur de qualité est de l'ordre de 10^4 . Le volume modal du mode fondamental est de $3,18(\lambda/n)^3$ soit $0,19 \mu m^3$. L'atome de Rubidium est situé à 200 nm de la surface de la cavité et interagit avec le mode fondamental ce qui leur permet d'atteindre le régime de couplage fort.

4.3.2 Expérience avec un piégeage optique des atomes : L'équipe de J.Kimble

En 2014, l'équipe de Kimble [96] a réalisé une expérience couplant une plateforme nano-technologique avec un atome froid de Césium ($\lambda = 852$ nm) piégé dans un piège optique entre deux guides d'onde. Ils ont pu ainsi observer un couplage entre les atomes et les modes lents d'un guide optique particulier, similaire aux guide W1.

La structure est composée de deux guides d'onde se faisant face et distants d'une distance g . Le côté extérieur de chaque guide est ondulé comme nous pouvons le voir sur la Fig. 4.19. Elle est appelée "structure alligator" plus connu sous son nom anglais Alligator Photonic Crystal Waveguide (APCW). L'épaisseur t de ces guides est de 200 nm, la largeur intérieure des guides d'onde w est de 187 nm et la distance g entre les guides est de 260 nm. La période a entre chaque ondulation est de 371 nm et l'amplitude A des dents est de 129 nm. Le matériau utilisé est le Nitrure de Silicium (SiN, $n = 2$).

Les deux guides d'onde sont reliés aux structures suivantes comme montré sur la Fig. 4.20 : l'image **d** représente la zone permettant à la lumière de se propager adiabatiquement de la structure APCW jusqu'à qu'au guide d'alimentation et vice versa que nous voyons sur l'image **c**. Sur certaines parties des guides d'alimentation, des barres rajoutent une certaine stabilité mécanique et permettent d'évacuer la chaleur. Enfin sur l'image **b**, il s'agit d'une zone effilée pour permettre le couplage de la lumière issue de la fibre optique au guide d'alimentation.

La technique de piégeage des atomes issus d'un piège magnéto-optique, consiste à réaliser un piège dipolaire avec un mode lent APCW.

4.3.3 Expérience avec un jet d'atomes d'Argon

Nous comptons réaliser, en collaboration avec l'équipe de G.Dutier du LPL, une nouvelle expérience qui n'a pas été rencontrée dans la littérature. Comme nous le voyons sur la Fig. 4.21, elle consiste à réaliser le couplage fort entre les modes de nos nanostructures avec les atomes d'Argon. Une mélasse d'atomes d'argon, dont la longueur d'onde de résonance est de 811 nm, préalablement refroidis, est poussé par un laser pulsé à quasi-résonance (811.5 nm). Les atomes vont alors avoir une trajectoire rectiligne à incidence rasante de la cavité avec une vitesse de 10 à 100 m.s⁻¹ et interagir avec le mode évanescent dans le régime de couplage fort. La distance atteignable entre le jet atomique et la surface de la plateforme est comprise entre 0 nm et 100 nm. Au bout du bâti se trouve un détecteur atomique permettant de distinguer les atomes qui ont interagit avec le mode de la cavité de ceux qui ne l'ont pas. L'avantage de cette expérience la proximité ($\simeq 100$ nm) à la quelle l'atome interagit avec le mode de la cavité, ce qui a pour conséquence d'amplifier l'interaction atome-photon.

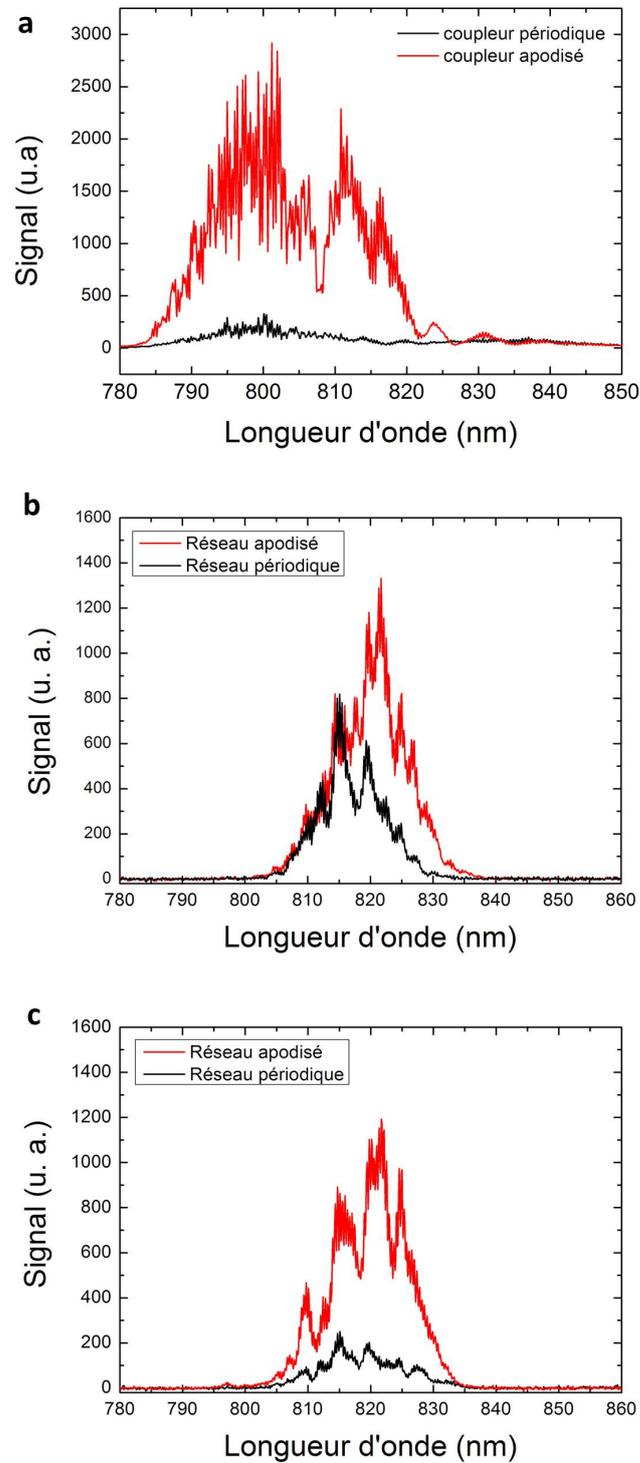


FIGURE 4.3 – Signal issu d'un réseau-coupleur périodique en noir et le signal d'un réseau-coupleur apodisé en rouge pour trois réseaux-coupleurs différents.

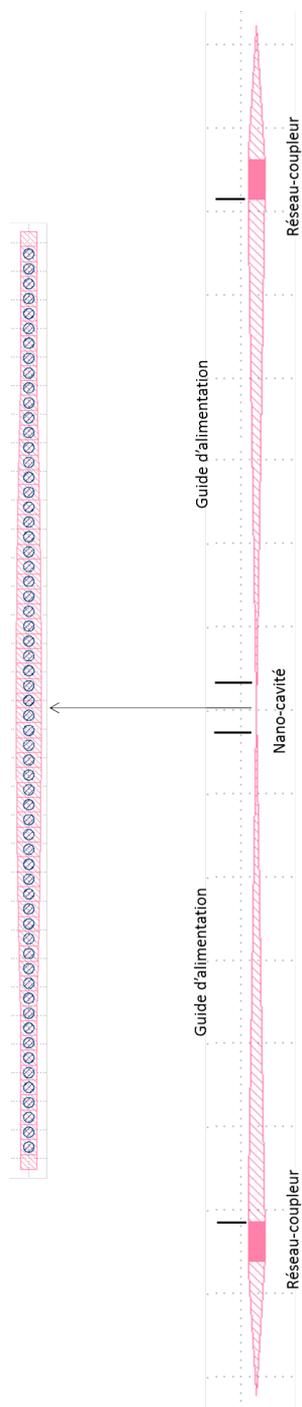


FIGURE 4.4 – Représentation de la cavité pour laquelle l'ingénierie est réalisée sur la largeur de la cavité.

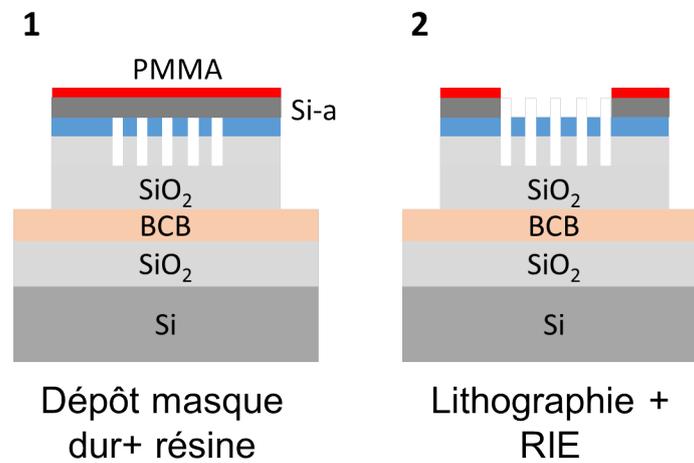


FIGURE 4.5 – État de la structure après dépôt du masque dur de Si-a et de la résine positive PMMA ainsi que de la lithographie électronique.

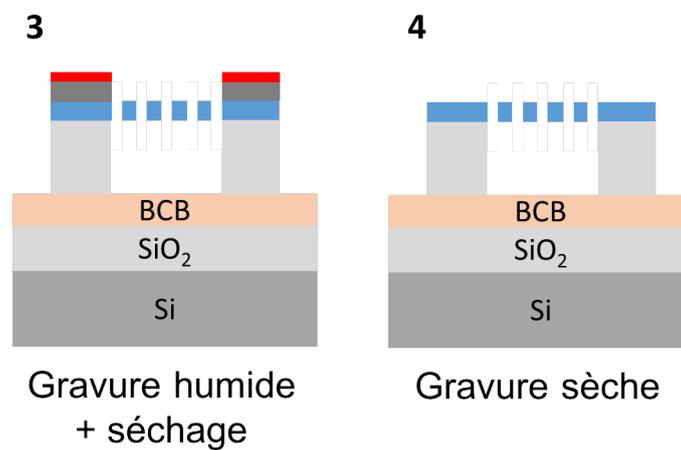


FIGURE 4.6 – État de la structure après la sous-gravure du SiO₂, du séchage au point critique et de la gravure du masque dur Si-a et de la résine PMMA.

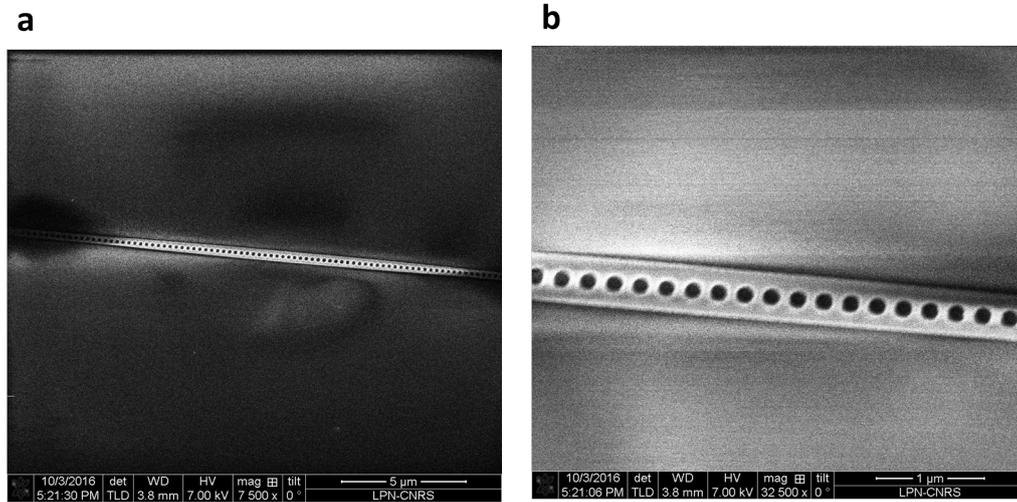


FIGURE 4.7 – En **a** : image MEB d'une cavité apodisée en GaInP. En **b** : même cavité mais grossie 5 fois.

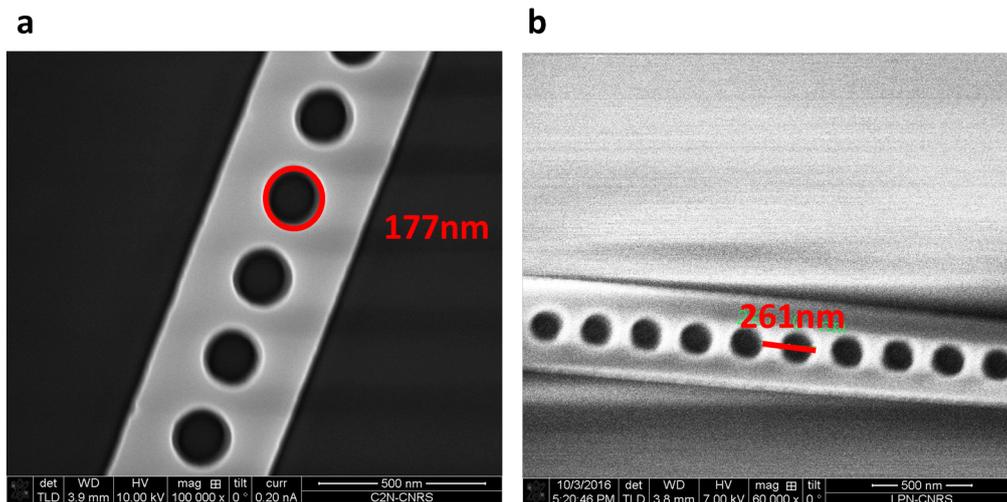


FIGURE 4.8 – En **a**, image MEB d'une cavité apodisée en largeur. La taille du trou est de 177 nm. En **b**, il s'agit de la même cavité. La taille de la période est de 261 nm.

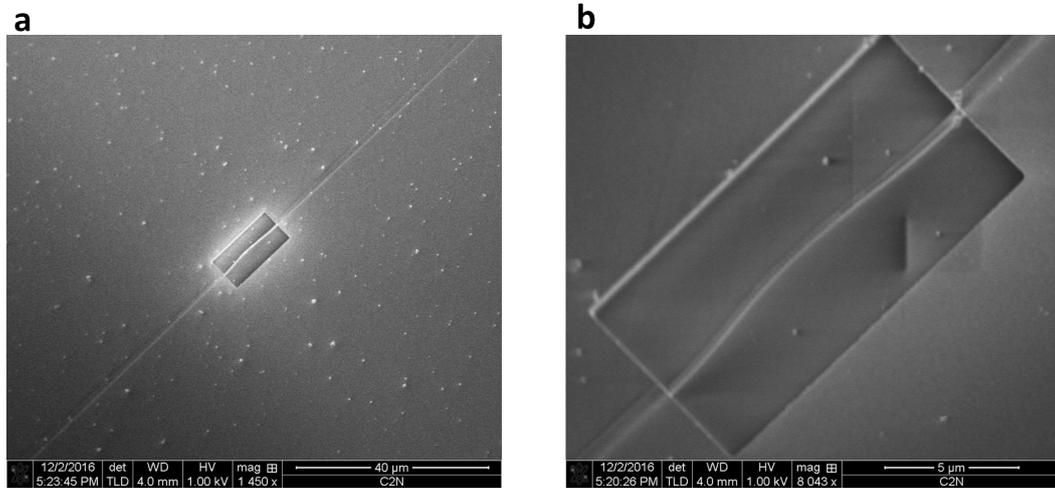


FIGURE 4.9 – En **a**, image MEB d'une cavité apodisée en largeur suspendue dans l'air. En **b**, il s'agit de la même image mais grossie sept fois.

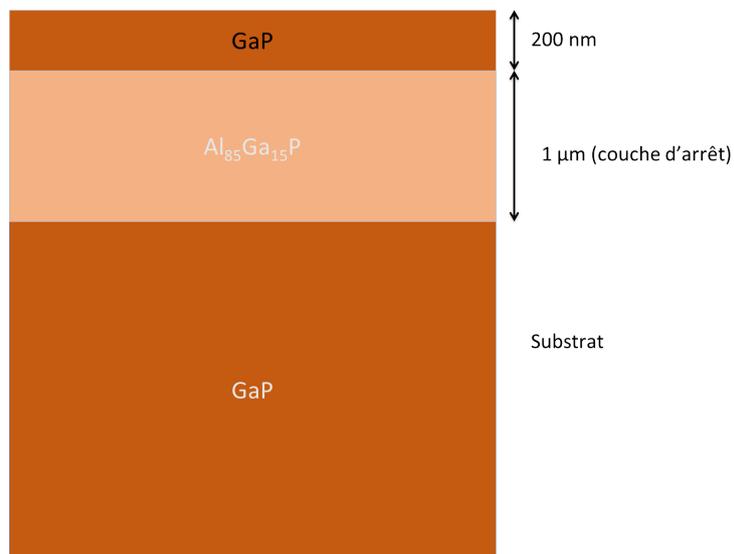


FIGURE 4.10 – Structure de l'échantillon GaP après croissance sur un substrat de GaP.

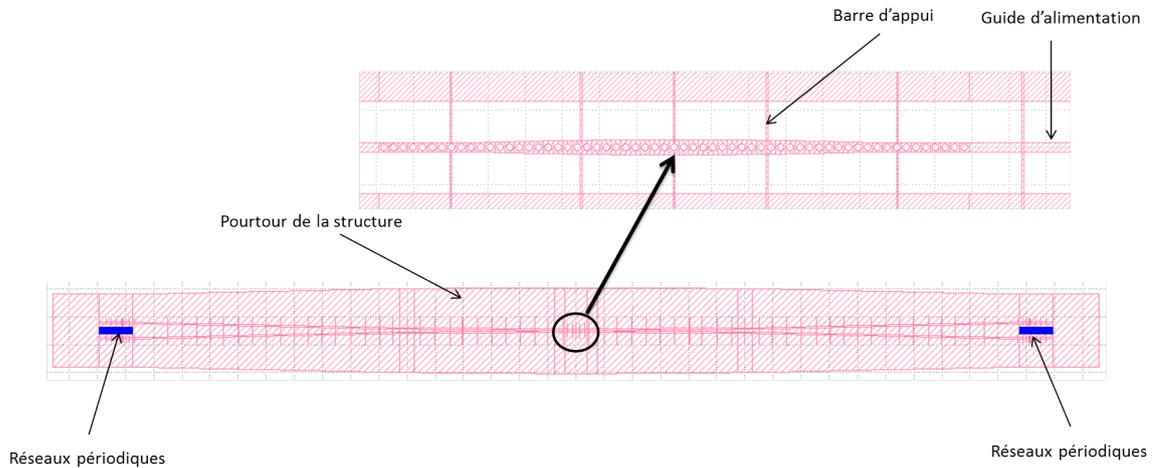


FIGURE 4.11 – Masque réalisé avec PythonIpkiss d’une cavité à une dimension à cristal photonique en GaP. La cavité est prolongée par des guides d’alimentation. Ces derniers sont rattachés aux réseaux coupleurs périodiques. La structure est entourée par un pourtour. La cavité est suspendue dans l’air grâce aux prenant appui sur le pourtour.

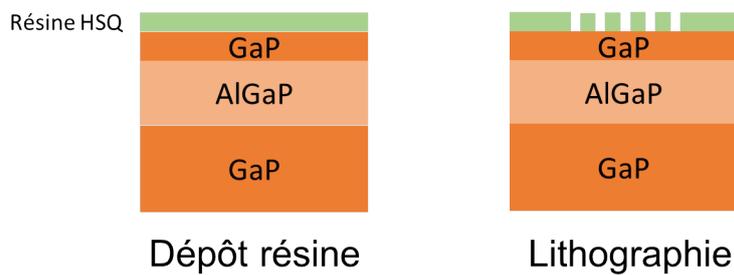


FIGURE 4.12 – État de la structure après le dépôt de la résine négative HSQ et de la lithographie électronique.

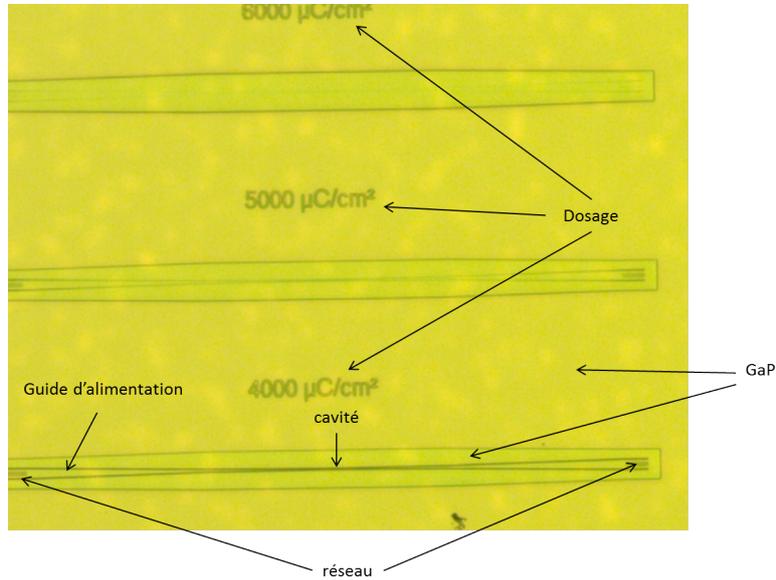


FIGURE 4.13 – Photo prise au microscope optique montrant les différents dosages tests. Le dosage de $4000 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ fournit le meilleur résultat.

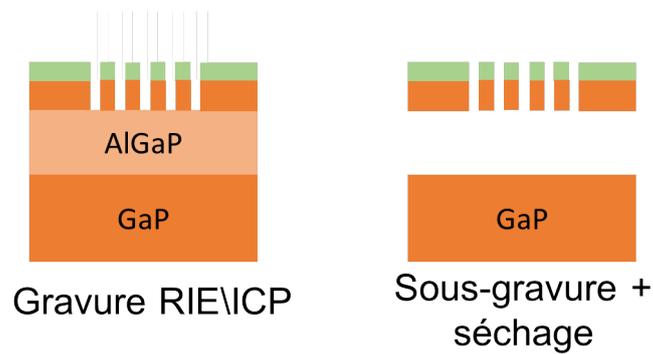


FIGURE 4.14 – État de la structure après la gravure RIE/ICP et de la sous-gravure suivi du séchage au point critique.

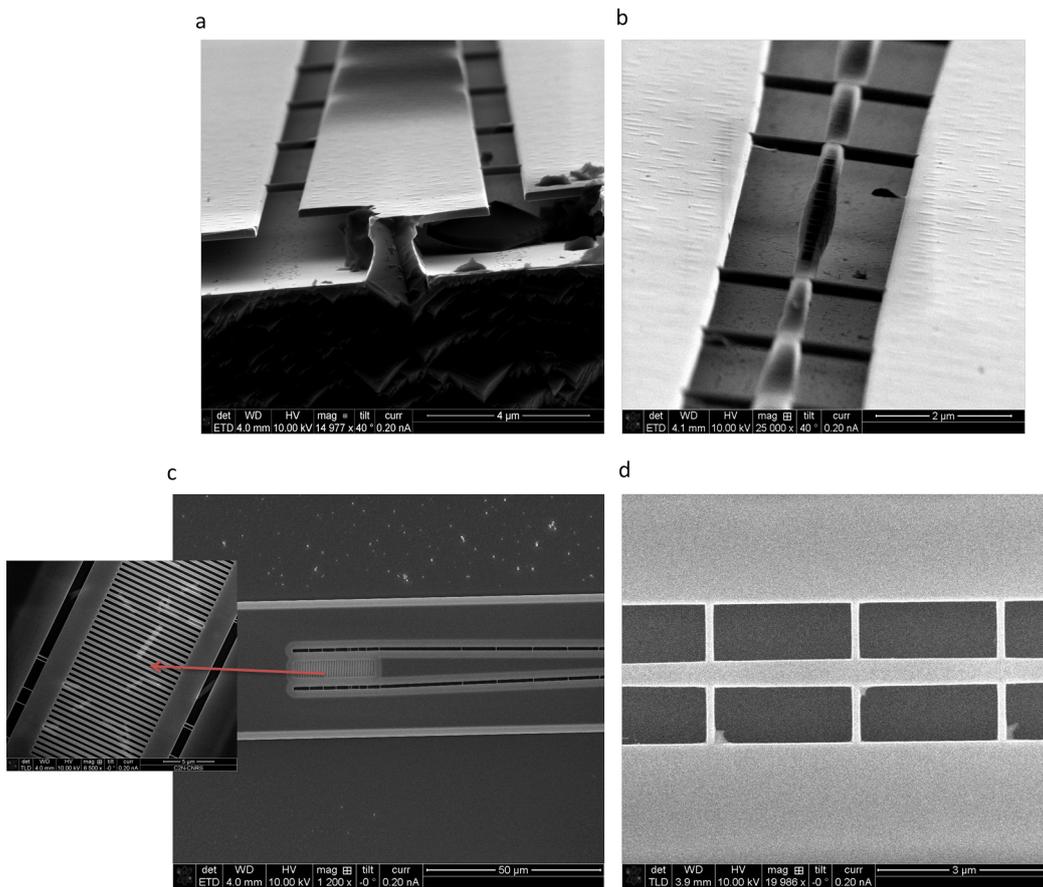


FIGURE 4.15 – Images MEB, a : d'une cavité clivée au niveau du guide d'alimentation après la sous-gravure montrant qu'à ce niveau la sous-gravure n'a pas entièrement réussi, b : d'une cavité après la sous-gravure. Les barres ne sont pas cassées témoignant de leurs bonnes dimensions, c : du réseau coupleur en gris clair agrandi montrant qu'il a été totalement sous-gravé. La couleur gris foncé indique que l'AlGaP n'a pas été gravé. C'est le cas en-dessous du guide d'alimentation, d : d'une cavité sans trou à cause de la diffusion des électrons lors de la lithographie électronique. Le dosage est de $4000\mu\text{C}/\text{cm}^2$.

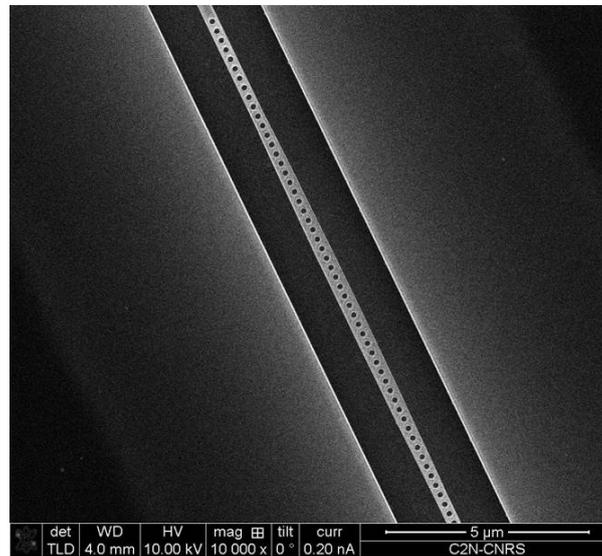


FIGURE 4.16 – Image MEB montrant une cavité 1D en GaP avec un dosage de $7000 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ pour la cavité, un dosage égale à $5000 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ pour le réseau et les guides d'alimentation, et enfin un dosage de $3000 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ pour les pourtours, sans modifier la distance du pourtour avec la structure. La sous-gravure a duré 15 mins.

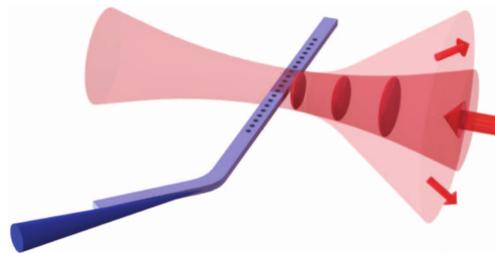


FIGURE 4.17 – Schéma de principe de l'expérience du groupe de Lukin [27].

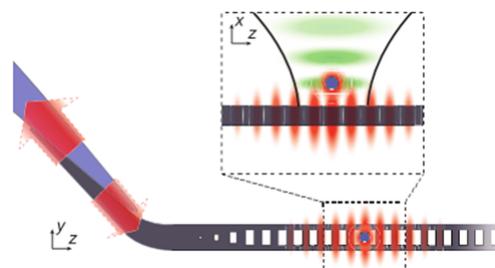


FIGURE 4.18 – Plateforme nano-photonique dans l'expérience du groupe de Lukin [27].

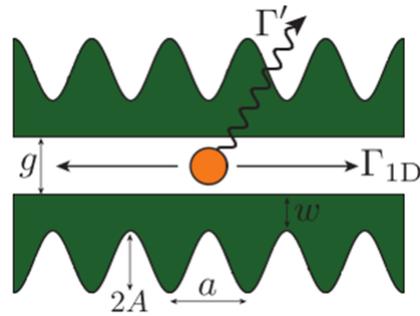


FIGURE 4.19 – Structure principale nano-photonique dans l’expérience du groupe de Kimble [96].

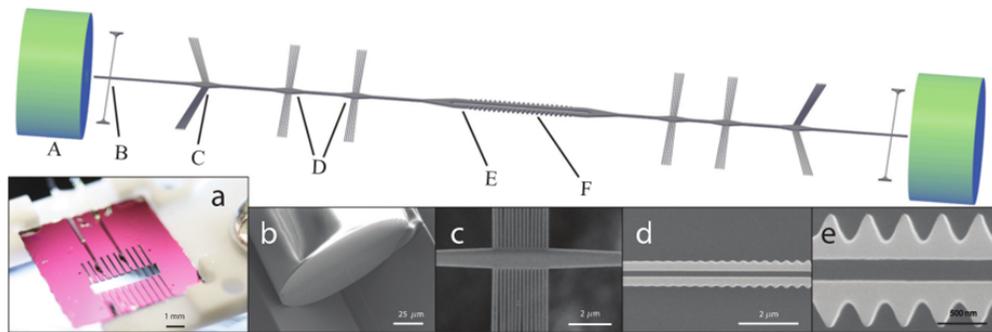


FIGURE 4.20 – Plateforme nano-photonique dans l’expérience du groupe de Kimble [96].

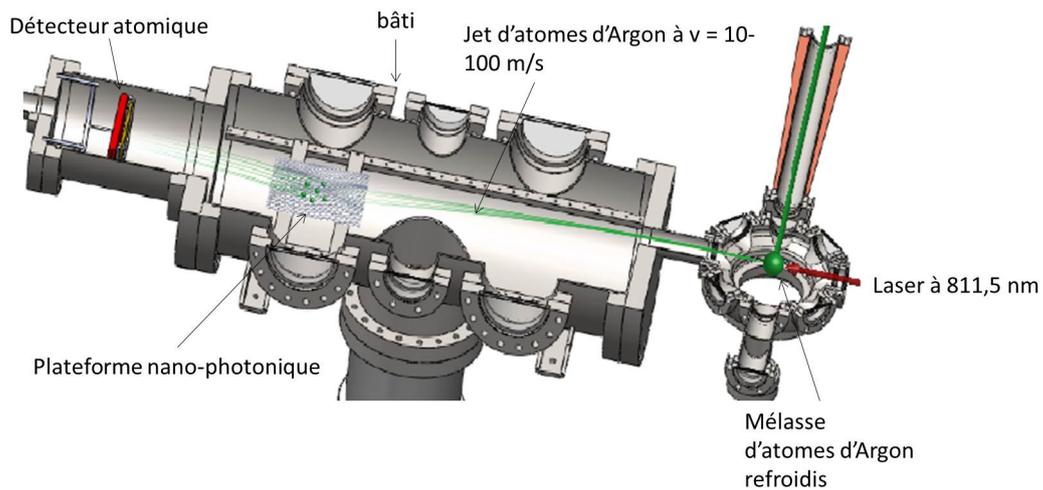


FIGURE 4.21 – Bâti sous-vide pour l’interaction d’une cavité cristal photonique avec des atomes d’argon poussés par un laser à 811,5 nm. En vert les atomes d’argon poussés par impulsion laser à quasi-résonance en rouge. En bleu la plateforme nano-photonique.

Bibliographie

- [1] Richard P. Feynman. Simulating physics with computers. *International Journal of Theoretical Physics*, 21(6-7) :467–488, 1982.
- [2] Charles H. Bennett and Gilles Brassard. Quantum cryptography : Public key distribution and coin tossing. *Theoretical Computer Science*, 560(P1) :7–11, 2014.
- [3] C. Monroe, D.M. Meekhof, B. E. King, W. M. Itano, and D. J. Wineland. Demonstration of a Fundamental Quantum Logic Gate. *Physical Review Letters*, 75(25) :4714–4717, 1995.
- [4] Brian Julsgaard, Jacob Sherson, J Ignacio Cirac, Jaromir Flurasek, and Eugene S Polzik. Supplementary info for experimental demonstration of quantum memory for light. *Nature*, 432(November) :1904–1907, 2004.
- [5] H. J. Briegel, W. Dür, J. I. Cirac, and P. Zoller. Quantum repeaters : The role of imperfect local operations in quantum communication. *Physical Review Letters*, 81(26) :5932–5935, 1998.
- [6] H. J. Kimble. The quantum internet. *Nature*, 453(7198) :1023–1030, 2008.
- [7] Joshua W. Silverstone, Damien Bonneau, Jeremy L. O’Brian, and Mark G. Thompson. Silicon quantum photonics. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 22(April) :390–402, 2016.
- [8] S. Bogdanov, M. Y. Shalaginov, A. Boltasseva, and M. Shalaev. Material platforms for integrated quantum photonics. *Optical Materials Express*, 7(1) :111–132, 2017.
- [9] B Darquié. *Manipulation d’atomes dans des pièges dipolaires microscopiques et émission de photons par un atome contrôlé*. PhD thesis, Institut d’Optique, 2006.

- [10] G. Hétet, L. Slodička, M. Hennrich, and R. Blatt. Single atom as a mirror of an optical cavity. *Physical Review Letters*, 107(13) :1–5, 2011.
- [11] G. Wrigge, I. Gerhardt, J. Hwang, G. Zumofen, and V. Sandoghdar. Efficient coupling of photons to a single molecule and the observation of its resonance fluorescence. *Nature Physics*, 4(1) :60–66, 2008.
- [12] Eli Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Physical Review Letters*, 58(20) :2059–2062, 1987.
- [13] Sajeev John. Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattice. *Physical Review Letters*, 58(23) :2486, 1987.
- [14] Jd John D Joannopoulos, Steven Johnson, Joshua N Jn Winn, and Rd Robert D Meade. *Photonic crystals : molding the flow of light*. Princeton University Press, 2008.
- [15] Masaya Notomi. Manipulating light with strongly modulated photonic crystals. *Reports on Progress in Physics*, 73(9), 2010.
- [16] Guillaume Crosnier, Dorian Sanchez, Alexandre Bazin, Paul Monnier, Sophie Bouchoule, Remy Rémy Braive, Gregoire Grégoire Beaudoin, Isabelle Sagnes, Rama Raj, and Fabrice Raineri. High Q factor InP photonic crystal nanobeam cavities on silicon wire waveguides. *Optics letters*, 41(3) :579–582, 2016.
- [17] M. Marconi, J. Javaloyes, F. Raineri, J. A. Levenson, and A. M. Yacomotti. Asymmetric mode scattering in strongly coupled photonic crystal nanolasers. *Optics Letters*, 41(24) :5628, 2016.
- [18] Philippe Hamel, Samir Haddadi, Fabrice Raineri, Paul Monnier, Gregoire Beaudoin, Isabelle Sagnes, Ariel Levenson, and Alejandro M. Yacomotti. Spontaneous mirror-symmetry breaking in coupled photonic-crystal nanolasers. *Nature Photonics*, 9(5) :311–315, 2015.
- [19] M. Marconi, J. Javaloyes, F. Raineri, J. A. Levenson, and A. M. Yacomotti. Asymmetric mode scattering in strongly coupled photonic crystal nanolasers. *Optics Letters*, 41(24) :5628, 2016.

- [20] Mathias Marconi, Julien Javaloyes, Philippe Hamel, Fabrice Raineri, Ariel Levenson, and Alejandro M. Yacomotti. Far-from-Equilibrium Route to Superthermal Light in Bimodal Nanolasers. *Physical Review X*, 8(1) :11013, 2018.
- [21] Jianwei Wang, Alberto Santamato, Pisu Jiang, Damien Bonneau, Erman Engin, Joshua W. Silverstone, Matthias Lermer, Johannes Beetz, Martin Kamp, Sven Höfling, Michael G. Tanner, Chandra M. Natarajan, Robert H. Hadfield, Sander N. Dorenbos, Val Zwiller, Jeremy L. O'Brien, and Mark G. Thompson. Gallium arsenide (GaAs) quantum photonic waveguide circuits. *Optics Communications*, 327 :49–55, 2014.
- [22] Hiroshi Sekoguchi, Yasushi Takahashi, Takashi Asano, and Susumu Noda. Photonic crystal nanocavity with a Q-factor of ~ 9 million. *Optics express*, 22(1) :56–61, 2014.
- [23] Sylvain Combrié, Alfredo De Rossi, Quynh Vy Tran, and Henri Benisty. GaAs photonic crystal cavity with ultra-high Q : microwatt nonlinearity at 1.55 μm . *Optics Letters*, 33(16) :1908–1910, 2008.
- [24] Alexandre Enderlin, Yasutomo Ota, Ryuichi Ohta, Naoto Kumagai, Satomi Ishida, Satoshi Iwamoto, and Yasuhiko Arakawa. High guided mode-cavity mode coupling for an efficient extraction of spontaneous emission of a single quantum dot embedded in a photonic crystal nanobeam cavity. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 86(7) :1–9, 2012.
- [25] Christof P. Dietrich, Andrea Fiore, Mark G. Thompson, Martin Kamp, and Sven Hoffing. GaAs integrated quantum photonics : Towards compact and multifunctional quantum photonic integrated circuits. *Laser and Photonics Reviews*, 10(6) :870–894, 2016.
- [26] Qimin Quan, Ian B. Burgess, Sindy K. Y. Tang, Daniel L. Floyd, and Marko Loncar. High-Q, low index-contrast polymeric photonic crystal nanobeam cavities. *Optics Express*, 19(19) :258–265, 2011.
- [27] J. D. Thompson, T. G. Tiecke, N. P. De Leon, J. Feist, A. V. Akimov, M. Gullans, A. S. Zibrov, V. Vuletić, and M. D. Lukin. Coupling a single trapped atom to a nanoscale optical cavity. *Science*, 340(6137) :1202–1205, 2013.

- [28] Kerry J Vahala. Optical microcavities. *Nature*, 424 :839–846, 14 August 2003.
- [29] M. Arita, S. Ishida, S. Kako, S. Iwamoto, and Y. Arakawa. AlN air-bridge photonic crystal nanocavities demonstrating high quality factor. *Applied Physics Letters*, 91(5) :1–4, 2007.
- [30] D. Néel, S. Sergent, M. Mexis, D. Sam-Giao, T. Guillet, C. Brimont, T. Bretagnon, F. Semond, B. Gayral, S. David, X. Checoury, and P. Boucaud. AlN photonic crystal nanocavities realized by epitaxial conformal growth on nanopatterned silicon substrate. *Applied Physics Letters*, 98(26) :1–4, 2011.
- [31] Chi Xiong, Wolfram H P Pernice, Xiankai Sun, Carsten Schuck, King Y. Fong, and Hong X. Tang. Aluminum nitride as a new material for chip-scale optomechanics and nonlinear optics. *New Journal of Physics*, 14, 2012.
- [32] S. Sergent, M. Arita, S. Kako, K. Tanabe, S. Iwamoto, and Y. Arakawa. High-Q AlN photonic crystal nanobeam cavities fabricated by layer transfer. *Applied Physics Letters*, 101(10), 2012.
- [33] S. Sergent, M. Arita, S. Kako, S. Iwamoto, and Y. Arakawa. High-Q (>5000) AlN nanobeam photonic crystal cavity embedding GaN quantum dots. *Applied Physics Letters*, 100(12) :12–16, 2012.
- [34] D. Néel, I. Roland, X. Checoury, M. El Kurdi, S. Sauvage, C. Brimont, T. Guillet, B. Gayral, F. Semond, and P. Boucaud. Aluminum nitride photonic crystals and microdiscs for ultra-violet nanophotonics. *Advances in Natural Sciences : Nanoscience and Nanotechnology*, 5(2), 2014.
- [35] T. Fujii, Y. Gao, R. Sharma, E. L. Hu, S. P. DenBaars, and S. Nakamura. Increase in the extraction efficiency of GaN-based light-emitting diodes via surface roughening. *Applied Physics Letters*, 84(6) :855–857, 2004.
- [36] Cedrik Meier, Kevin Hennessy, Elaine D. Haberer, Rajat Sharma, Yong Seok Choi, Kelly McGroddy, Stacia Keller, Steven P. DenBaars, Shuji Nakamura, and Evelyn L. Hu. Visible resonant modes in GaN-based photonic crystal membrane cavities. *Applied Physics Letters*, 88(3) :1–3, 2006.

- [37] N. Vico Trivino, G. Rossbach, U. Dharanipathy, J. Levrat, A. Castiglia, J. F. Carlin, K. A. Atlasov, R. Butté, R. Houdré, and N. Grandjean. High quality factor two dimensional GaN photonic crystal cavity membranes grown on silicon substrate. *Applied Physics Letters*, 100(7) :1–4, 2012.
- [38] U Dharanipathy, N Vico Triviño, C Yan, Z Diao, J-F Carlin, N Grandjean, and R Houdré. Near-infrared characterization of gallium nitride photonic-crystal waveguides and cavities. *Optics letters*, 37(22) :4588–90, 2012.
- [39] I. Roland, Y. Zeng, Z. Han, X. Checoury, C. Blin, M. El Kurdi, A. Ghrib, S. Sauvage, B. Gayral, C. Brimont, T. Guillet, F. Semond, and P. Boucaud. Near-infrared gallium nitride two-dimensional photonic crystal platform on silicon. *Applied Physics Letters*, 105(1), 2014.
- [40] Noelia Vico Trivino, Raphael Butté, Jean François Carlin, and Nicolas Grandjean. Continuous wave blue lasing in iii-nitride nanobeam cavity on silicon. *Nano Letters*, 15(2) :1259–1263, 2015.
- [41] Y. Zeng, I. Roland, X. Checoury, Z. Han, M. El Kurdi, S. Sauvage, B. Gayral, C. Brimont, T. Guillet, M. Mexis, F. Semond, and P. Boucaud. Resonant second harmonic generation in a gallium nitride two-dimensional photonic crystal on silicon. *Applied Physics Letters*, 106(8), 2015.
- [42] Mughees Khan, Thomas Babinec, Murray W. McCutcheon, Parag Deotare, and Marko Lončar. Fabrication and characterization of high-quality-factor silicon nitride nanobeam cavities. *Optics Letters*, 36(3) :421, 2011.
- [43] Murray W. McCutcheon and Marko Loncar. Design of a silicon nitride photonic crystal nanocavity with a Quality factor of one million for coupling to a diamond nanocrystal. *Optics Express*, 16(23) :19136, 2008.
- [44] Michael Barth, Nils Nüsse, Johannes Stingl, Bernd Löchel, and Olivier Benson. Emission properties of high-Q silicon nitride photonic crystal heterostructure cavities . *Applied Physics Letters*, 93, 2008.
- [45] Michael Barth, Josef Kouba, Johannes Stingl, Bernd Löchel, and Oliver Benson. Modification of visible spontaneous emission with silicon nitride photonic crystal

- nanocavities. *Optics Express*, 15(25) :17231, 2007.
- [46] T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendrickson, G. Khitrova, H. M. Gibbs, G. Rupper, C. Ell, O. B. Shchekin, and D. G. Deppe. Vacuum Rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity. *Nature*, 432(14) :200–203, 2004.
- [47] S. Mosor, J. Hendrickson, B. C. Richards, J. Sweet, G. Khitrova, H. M. Gibbs, T. Yoshie, A. Scherer, O. B. Shchekin, and D. G. Deppe. Scanning a photonic crystal slab nanocavity by condensation of xenon. *Applied Physics Letters*, 87(14) :1–3, 2005.
- [48] Kelley Rivoire, Sonia Buckley, and Jelena Vučković. Multiply resonant photonic crystal nanocavities for nonlinear frequency conversion. *Optics Express*, 19(22) :22198, 2011.
- [49] Armand Rundquist, Arka Majumdar, and Jelena Vučković. Off-resonant coupling between a single quantum dot and a nanobeam photonic crystal cavity. *Applied Physics Letters*, 99(25) :1–4, 2011.
- [50] Ryuichi Ohta, Yasutomo Ota, Masahiro Nomura, Naoto Kumagai, Satomi Ishida, Satoshi Iwamoto, and Yasuhiko Arakawa. Strong coupling between a photonic crystal nanobeam cavity and a single quantum dot. *Applied Physics Letters*, 98(17) :2009–2012, 2011.
- [51] Arka Majumdar, Armand Rundquist, Michal Bajcsy, Vaishno D Dasika, and Seth R Bank. Design and analysis of photonic crystal coupled cavity arrays for quantum simulation. *Physical Review B*, 86(19), 2012.
- [52] C. Jarlov, A. Lyasota, L. Ferrier, P. Gallo, B. Dwir, A. Rudra, and E. Kapon. Exciton dynamics in a site-controlled quantum dot coupled to a photonic crystal cavity. *Applied Physics Letters*, 107(19), 2015.
- [53] Shota Yamada, Bong Shik Song, Takashi Asano, and Susumu Noda. Silicon carbide-based photonic crystal nanocavities for ultra-broadband operation from infrared to visible wavelengths. *Applied Physics Letters*, 99(20) :1–4, 2011.
- [54] David O. Bracher and Evelyn L. Hu. Fabrication of High-Q Nanobeam Photonic Crystals in Epitaxially Grown 4H-SiC. *Nano Letters*, 15(9) :6202–6207, 2015.

- [55] Sam Johnson, Philip R. Dolan, and Jason M. Smith. Diamond photonics for distributed quantum networks. *Progress in Quantum Electronics*, 55 :129–165, 2017.
- [56] Jonathan C Lee, David O Bracher, Shanying Cui, Kenichi Ohno, Claire A Mclellan, Xingyu Zhang, Benjamin Alemán, Kasey J Russell, Andrew P Magyar, Igor Aharonovich, Ania Bleszynski Jayich, David Awschalom, Evelyn L Hu, Jonathan C Lee, David O Bracher, Shanying Cui, Kenichi Ohno, Claire A Mclellan, and Kasey J Russell. Deterministic coupling of delta-doped nitrogen vacancy centers to a nanobeam photonic crystal cavity Deterministic coupling of delta-doped nitrogen vacancy centers to a nanobeam photonic crystal cavity. *Applied Physics Letters*, 082413(2012) :2014–2017, 2014.
- [57] Michael J. Burek, Yiwen Chu, Madelaine S.Z. Liddy, Parth Patel, Jake Rochman, Srujan Meesala, Wooyoung Hong, Qimin Quan, Mikhail D. Lukin, and Marko Loncar. High quality-factor optical nanocavities in bulk single-crystal diamond. *Nature Communications*, 5(May) :1–7, 2014.
- [58] B. J. M. Hausmann, B. J. Shields, Q. Quan, Y. Chu, N. P. de Leon, R. Evans, M. J. Burek, A. S. Zibrov, M. Markham, D. J. Twitchen, H. Park, M. D. Lukin, , and M. Loncar. Coupling of NV Centers to Photonic Crystal Nanobeams in Diamond. *Nano Letters*, 13 :5791–5796, 2013.
- [59] Andrei Faraon, Charles Santori, Zhihong Huang, Victor M. Acosta, and Raymond G. Beusoleil. Coupling of nitrogen-vacancy centers to photonic crystal cavities in monocrystalline diamond. *Physical Review Letters*, 109(3) :2–6, 2012.
- [60] Janine Riedrich-Möller, Laura Kipfstuhl, Christian Hepp, Elke Neu, Christoph Pauly, Frank Mücklich, Armin Baur, Michael Wandt, Sandra Wolff, Martin Fischer, Stefan Gsell, Matthias Schreck, and Christoph Becher. One- and two-dimensional photonic crystal microcavities in single crystal diamond. *Nature Nanotechnology*, 7 :69–74, 2012.
- [61] Igor Aharonovich, Andrew D. Greentree, and Steven Prawer. Diamond photonics. *Nature Photonics*, 5 :397–405, 2011.

- [62] Kelley Rivoire, Andrei Faraon, and Jelena Vuckovic. Gallium phosphide photonic crystal nanocavities in the visible. *Applied Physics Letters*, 93(6), 2008.
- [63] Toeno Van der Sar, Jenna Hagemeyer, Wolfgang Pfaff, Erwin Heeres, Susanna Thon, Hyochul Kim, Pierre Petroff, Oosterkamp Tjerk, Dirk Bouwmeester, and Ronald Hanson. Effect of a nanoparticle on the optical properties of a photonic crystal cavity : theory and experiment. *Journal of the Optical Society of America B*, 29(4) :698, 2012.
- [64] Matthew Mitchell, Aaron C. Hryciw, and Paul E. Barclay. Cavity optomechanics in gallium phosphide microdisks. *Applied Physics Letters*, 104(14), 2014.
- [65] Sanfeng Wu, Sonia Buckley, John R. Schaibley, Liefeng Feng, Jiaqiang Yan, David G. Mandrus, Fariba Hatami, Wang Yao, Jelena Vučković, Arka Majumdar, and Xiaodong Xu. Monolayer semiconductor nanocavity lasers with ultralow thresholds. *Nature*, 520(7545) :69–72, 2015.
- [66] T. Liu, H. Qiu, T. Yin, C. Huang, G. Liang, B. Qiang, Y. Shen, H. Liang, Y. Zhang, H. Wang, Z. Shen, D.W. Hewak, and Q.J. Wang. Enhanced light-matter interaction in atomically thin MoS₂ coupled with 1D photonic crystal nanocavity. *Optics Express*, 25(13) :14691–14696, 2017.
- [67] T. Van der Sar, J. Hagemeyer, W. Pfaff, E. C. Heeres, S. M. Thon, H. Kim, P. M. Petroff, T. H. Oosterkamp, D. Bouwmeester, and R. Hanson. Deterministic nano-assembly of a coupled quantum emitter - photonic crystal cavity system. *Applied Physics Letters*, 98, 2011.
- [68] Janik Wolters, Andreas W. Schell, Günter Kewes, Nils Nüsse, Max Schoengen, Henning Döscher, Thomas Hannappel, Bernd Löchel, Michael Barth, and Oliver Benson. Enhancement of the zero phonon line emission from a single nitrogen vacancy center in a nanodiamond via coupling to a photonic crystal cavity. *Applied Physics Letters*, 97(14) :1–4, 2010.
- [69] Dirk Englund, Brendan Shields, Kelley Rivoire, Fariba Hatami, Jelena Vučković, Hongkun Park, and Mikhail D. Lukin. Deterministic coupling of a single nitrogen vacancy center to a photonic crystal cavity. *Nano Letters*, 10(10) :3922–3926, 2010.

- [70] Kelley Rivoire, Ziliang Lin, Fariba Hatami, W. Ted Masselink, and Jelena Vučković. Second harmonic generation in gallium phosphide photonic crystal nanocavities with ultralow continuous wave pump power. *Optics Express*, 17(25) :22609, 2009.
- [71] I. J. Luxmoore, E. D. Ahmadi, N. A. Wasley, A. M. Fox, A. I. Tartakovskii, A. B. Krysa, and M. S. Skolnick. Control of spontaneous emission from InP single quantum dots in GaInP photonic crystal nanocavities. *Applied Physics Letters*, 97(18) :1–4, 2010.
- [72] A. Chen, S. J. Chua, G. C. Xing, W. Ji, X. H. Zhang, J. R. Dong, L. K. Jian, and E. A. Fitzgerald. Two-dimensional AlGaInP/GaInP photonic crystal membrane lasers operating in the visible regime at room temperature. *Applied Physics Letters*, 90(1) :2005–2008, 2007.
- [73] Zhaoyu Zhang, Tomoyuki Yoshie, Xiaoliang Zhu, Jiajing Xu, and Axel Scherer. Visible two-dimensional photonic crystal slab laser. *Applied Physics Letters*, 89(7) :1–4, 2006.
- [74] Y. M. Manz, O. G. Schmidt, and K. Eberl. Room-temperature lasing via ground state of current-injected vertically aligned InP/GaInP quantum dots. *Applied Physics Letters*, 76(23) :3343–3345, 2000.
- [75] Ian Rousseau, Irene Sánchez-Arribas, Kanako Shojiki, Jean François Carlin, Raphaël Butté, and Nicolas Grandjean. Quantification of scattering loss of III-nitride photonic crystal cavities in the blue spectral range. *Physical Review B*, 95(12) :1–8, 2017.
- [76] Philippe Velha. *Ingénierie des modes en optique intégrée sur silicium sur isolant*. PhD thesis, Université Paris-Sud, 2008.
- [77] Yoshinori Tanaka, Takashi Asano, and Susumu Noda. Design of Photonic Crystal Nanocavity With Q -Factor of 10^9 . *Journal of Lightwave technology*, 26(11) :1532–1539, 2008.
- [78] Yoshihiro Akahane, Takashi Asano, Bong-shik Song, and Susumu Noda. High- Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal. *Nature*, 425 :944–947,

- 2003.
- [79] M. Palamaru and P. Lalanne. Photonic crystal waveguides : Out-of-plane losses and adiabatic modal conversion. *Applied Physics Letters*, 78(11) :1466–1468, 2001.
- [80] Alexandre Bazin. *III-V Semiconductor Nanocavities on Silicon-On-Insulator Waveguide : Laser Emission , Switching and Optical Memory*. PhD thesis, Université Paris-Sud, 2014.
- [81] Alexandre Bazin, Paul Monnier, Xavier Lafosse, Grégoire Beaudoin, Rémy Braive, Isabelle Sagnes, Rama Raj, and Fabrice Raineri. Thermal management in hybrid InP/silicon photonic crystal nanobeam laser. *Optics Express*, 22(9) :10570, 2014.
- [82] A.R.M. Zain, NP Johnson, Marc Sorel, and Richard M De La Rue. High Quality-Factor 1-D-Suspended Photonic Crystal/Photonic Wire Silicon Waveguide Micro-Cavities. *IEEE*, 21(24) :1789 – 1791, 2009.
- [83] Amnon Yariv. Coupled-Mode theory for guided-wave optics. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 9(9) :919–933, 1973.
- [84] C Manolatou, M.J Khan, Fan Shanhui, Pierre Villeneuve, H.A Haus, and J.D. Joannopoulos. Coupling of Modes Analysis of Resonant Channel Add-Drop Filters. *Journal of quantum electronics*, 35 :1322–1331, 1999.
- [85] Chao Li, Huijuan Zhang, Mingbin Yu, and G Q Lo. CMOS-compatible high efficiency double-etched apodized waveguide grating coupler. *Optics Express*, 21(7) :7868, 2013.
- [86] Frederik Van Laere, Tom Claes, Jonathan Schrauwen, Stijn Scheerlinck, Wim Bogaerts, Dirk Taillaert, Liam O’Faolain, Dries Van Thourhout, and Roel Baets. Compact focusing grating couplers for silicon-on-insulator integrated circuits. *IEEE Photonics Technology Letters*, 19(23) :1919–1921, 2007.
- [87] Yun Wang, Han Yun, Zeqin Lu, Richard Bojko, Wei Shi, Xu Wang, Jonas Flueckiger, Fan Zhang, Michael Caverley, Nicolas A.F. Jaeger, and Lukas Chrostowski. Apodized focusing fully etched subwavelength grating couplers. *IEEE Photonics Journal*, 7(3), 2015.

- [88] Danping Li, Xiangjie Zhao, Cheng Zeng, Ge Gao, Zengzhi Huang, and Jinsong Xia. Compact grating coupler for thick silicon nitride. *Optical Fiber Communications Conference and Exhibition*, 1(c) :9–11, 2016.
- [89] Yunhong Ding, Haiyan Ou, and Christophe Peucheret. Ultrahigh-efficiency apodized grating coupler using fully etched photonic crystals. *Optics Letters*, 38 :2732, 2013.
- [90] Yunfei Fu, Tong Ye, Weijie Tang, and Tao Chu. Efficient adiabatic silicon-on-insulator waveguide taper. *Photonics Research*, 2(3) :A41, 2014.
- [91] O. E. DeLange. Optical heterodyne detection. *IEEE Spectrum*, 5(10) :77–85, 1968.
- [92] D Bloch and M Ducloy. Atom Wall Interaction, 2005.
- [93] Aude Martin. *Nonlinear Photonic Nanostructures based on Wide Gap Semiconductor Compounds*. PhD thesis, Université Paris-Sud, 2016.
- [94] A. Talneau, I. Sagnes, R. Gabet, Y. Jaouen, and H. Benisty. Ultrasharp edge filtering in nanotethered photonic wires. *Applied Physics Letters*, 97(19), 2010.
- [95] T. G. Tiecke, J. D. Thompson, N. P. De Leon, L. R. Liu, V. Vuletić, and M. D. Lukin. Nanophotonic quantum phase switch with a single atom. *Nature*, 508(7495) :241–244, 2014.
- [96] S. P. Yu, J. D. Hood, J. A. Muniz, M. J. Martin, Richard Norte, C. L. Hung, Seán M. Meenehan, Justin D. Cohen, Oskar Painter, and H. J. Kimble. Nanowire photonic crystal waveguides for single-atom trapping and strong light-matter interactions. *Applied Physics Letters*, 104(11), 2014.
- [97] C. L. Hung, S. M. Meenehan, D. E. Chang, O. Painter, and H. J. Kimble. Trapped atoms in one-dimensional photonic crystals. *New Journal of Physics*, 15, 2013.

Titre : Design et fabrication de plateformes nanophotoniques pour le couplage fort autour de 800 nm

Mots clés : nanocavités, couplage fort, cristaux photoniques

Résumé : Atteindre le régime de couplage fort entre des nanocavités et des systèmes atomiques est un élément clé dans l'information quantique. Durant ma thèse, j'ai designé et fabriqué des nanocavités à cristal photonique en GaInP pour le couplage fort autour de 800 nm, longueur d'onde typique des atomes du Rubidium (780 nm) et de Césium (852 nm), les plus utilisés dans le domaine, ainsi que de l'Argon (811 nm). L'objectif est de faire interagir ces atomes avec la partie évanescente du mode fondamental de la nanocavité. Pour cela, un facteur de qualité de l'ordre de 8×10^4 et un volume modal inférieur à $0,04 \mu\text{m}^3$ est nécessaire. La nanocavité est l'élément clé d'une plateforme nanophotonique. Nos plateformes sont composées d'une nanocavité à cristal photonique résonant autour de 800 nm, d'un réseau-coupleur pour collecter

la lumière issue d'une fibre optique et vice versa et de guides d'alimentation pour transporter la lumière du réseau-coupleur à la nanocavité.

Plusieurs défis technologiques ont émergé. La nanocavité doit avoir un fort facteur de qualité et un faible volume modal, le réseau-coupleur doit collecter le maximum de lumière issue de la fibre, les guides d'alimentation doivent transporter la lumière sans perte et, enfin, un mécanisme pour coupler la lumière des guides d'alimentation dans la nanocavité devait être trouvé. J'ai simulé, designé, fabriqué et caractérisé les éléments de ma structure. J'ai obtenu des facteurs de qualité supérieurs à 10^7 en théorie, et de l'ordre de 2×10^4 expérimentalement, détenant ainsi le record pour les cavités en GaInP autour de la longueur d'onde de 800 nm ce qui est assez proche de la valeur attendu pour réaliser des expériences de couplage fort.

Title : Design and fabrication of nanophotonic platforms for the strong coupling around 800 nm

Keywords : nanocavities, strong coupling, photonic crystals

Abstract: Reaching the strong coupling between nanocavities and atomic systems is a key element for Quantum Information. During my PhD, I designed and fabricated photonic crystal nanocavities in Gallium Indium phosphide (GaInP) for strong coupling around 800 nm, typical wavelength of atoms such as Rubidium (780 nm), Cesium (852 nm), the most used in this domain, and the Argon atoms (811 nm). The aim of my PhD thesis is to provide with a nanophotonic platform dedicated to strong coupling interaction. For this, nanocavities having optical resonances around 800 nm, with quality factors larger than 8×10^4 and mode volumes smaller than $0,04 \mu\text{m}^3$ are necessary. The nanocavity is a key element of nanophotonic platforms.

Our platforms are composed of a photonic crystal nanocavity itself, a grating-coupler in order to collect light from a optic fiber and vice versa and feeding waveguides in order to transport the light from the grating-coupler to the cavity. An efficient nanophotonic platform for a realistic implementation should have a nanocavity with a large Q-factor and small mode volume. The grating-coupler must efficiently collect the light from the optical fiber, and the feeding waveguides must transport the light without losses. I simulated, designed, fabricated and characterized the elements of my structure. I obtained quality factors larger than 10^7 in theory, and about 2×10^4 experimentally, getting the record for the nanocavities in GaInP around 800 nm, which make them close to realize experiments of strong coupling.

