

N° d'ordre: XXXX



UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

Présentée pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI

Discipline: Électronique

par

Zheng HAN

Vers le laser Raman à cristal photonique en filière silicium

Soutenue le 25 Novembre 2010 devant la commission d'examen:

M.	Stefan ENOCH	(Rapporteur)
M.	Xavier LETARTRE	(Rapporteur)
M.	Alfredo DE ROSSI	(Examineur)
M.	Henri BENISTY	(Examineur)
M.	Philippe BOUCAUD	(Directeur de thèse)
M.	Xavier CHECOURY	(Co-directeur de thèse)



Institut d'Électronique Fondamentale (UMR CNRS 8622)
Bât. 220 Université Paris-Sud 11
91405 Orsay Cedex

Remerciements

Cette thèse a été effectuée à l'Institut d'Électronique Fondamentale (IEF). Je remercie Monsieur Jean-Michel Lourtioz, ancien directeur de l'IEF, et Monsieur Claude Chappert, directeur actuel de l'IEF, de m'y avoir accueilli et de m'avoir permis d'y faire ma thèse.

J'exprime mes remerciements les plus sincères à Philippe Boucaud, responsable du groupe NAEL, de m'avoir fait confiance en m'accueillant dans son groupe pour participer aux travaux de recherche sur les cristaux photoniques et d'être mon directeur de thèse.

Je tiens à exprimer mes remerciements chaleureusement à Xavier Checoury, encadrant de ma thèse, pour m'avoir permis d'effectuer ce travail dans d'excellentes conditions et d'avoir toujours trouvé du temps pour répondre à mes questions. Je le remercie enfin pour son incommensurable patience et sa très grande disponibilité tout au long de cette thèse.

Je tiens à remercier Monsieur Stefan Enoch et Monsieur Xavier Letartre d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail. Je souhaite remercier Monsieur Henri Benisty de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de thèse. Je remercie aussi Monsieur Alfredo De Rossi de l'intérêt qu'il a porté à mon travail.

J'adresse mes remerciements particuliers à Moustafa El Kurdi, Sylvain David, Abdelhanin Aassime, Xavier Le Roux, David Bouville qui, toujours de bonne humeur, ont essayé d'apporter des réponses à mes questions technologiques délicates de nano-fabrication.

Je tiens à remercier toutes les personnes qui ont contribué à une agréable ambiance de travail : Sébastien Sauvage, Guy Fishman, Nicolas Zerounian, Frédéric Aniel, Paul Crozat, Eric Akmansoy, Juliette Mangeney, Anne-Sophie Grimault, Delphine Néel, Eloy Ramirez, Eric Tea, Hani Hamzeh, Ahmad Driss, Malo De Kersauson, Laurent-Daniel Haret, Lei Cao, Mathieu Martin et de nombreux autres.

Je remercie enfin ma famille et mes amis, en particulier Shuxian Lu, qui ont réussi à me supporter durant ces années et m'ont apporté une aide précieuse.

Table des matières

1	Cristaux photoniques et diffusion Raman	11
1.1	Introduction	11
1.2	Propriétés des cristaux photoniques	13
1.2.1	Équations de Maxwell appliquées aux cristaux photoniques	14
1.2.2	Avantage des cristaux photoniques 2D	16
1.2.3	Guidage de la lumière dans les cristaux photoniques 2D en membrane par réflexion totale à ses interfaces	17
1.3	Guides d'onde et cavités à cristaux photoniques 2D	19
1.3.1	Guide d'onde à cristaux photoniques W1	19
1.3.2	Lumière lente et vitesse de groupe	19
1.3.3	Facteur de qualité et volume modal des micro-cavités	22
1.3.4	Cavités à cristaux photoniques 2D de différentes morpholo- gies	25
1.4	Diffusion Raman	28
1.4.1	Émission Raman spontanée	30
1.4.2	Émission Raman stimulée	35
1.4.3	Relation entre la diffusion Raman spontanée et stimulée	38
1.5	Simulation des structures à cristaux photoniques	44
1.5.1	Méthode des ondes planes	44

1.5.2	Méthode FDTD	46
1.6	Conclusion	47
1.7	Bibliographie du chapitre 1	49
2	Fabrication des cristaux photoniques et méthodes de caractérisation	57
2.1	Introduction	57
2.2	Procédés de la fabrication des structures expérimentales à cristaux photoniques	60
2.2.1	Préparation de fichiers de masque sous forme GDS pour la lithographie électronique	60
2.2.2	Préparation de substrat	61
2.2.3	Enrésinement	62
2.2.4	Lithographie électronique	63
2.2.5	Gravure sèche de la couche active de silicium par l'ICP	66
2.2.6	Découpe des échantillons par un sciage précis	71
2.2.7	Gravure humide de l'échantillon pour générer une structure membranaire	74
2.3	Optimisations du procédé de lithographie électronique	75
2.3.1	Trois modes d'insolation et de correction des effets de proximité	75
2.3.2	Amélioration de la circularité des trous des cristaux photoniques	77
2.3.3	Résolution du problème de la discontinuité en "escalier" pour les guides d'accès et les tapers au niveau des raccords de champs	79
2.4	Méthodes de caractérisation optique	82
2.4.1	Mesure de la transmission et du facteur de qualité	82

2.4.2	Mesure de l'effet Raman	85
2.5	Conclusion	86
2.6	Bibliographie du chapitre 2	87
3	Cavités à cristaux photoniques en approche membrane et en approche SOI ayant des facteurs de qualité élevés	91
3.1	Introduction	91
3.2	Amélioration du couplage	92
3.2.1	Guide ridge d'accès combiné avec des "tapers" inversés	93
3.2.2	Guide d'onde à cristaux photoniques couplé par un guide d'accès comportant un "taper" inversé en approche membrane	97
3.2.3	"Taper" couvert par un guide d'onde en polymère	99
3.2.4	Nano-poutrelles de largeur variable pour les guides ridge d'accès	101
3.3	Designs optimisés pour des cavités à cristaux photoniques en membrane avec un facteur de qualité supérieur à 2 millions	103
3.3.1	Description des structures	103
3.3.2	Modélisation FDTD	104
3.3.3	Facteurs de qualité mesurés pour différents couplages	106
3.4	Nouveau design des cavités en approche SOI pour la réalisation de facteur de qualité élevé	108
3.4.1	Modélisation FDTD	108
3.4.2	Variation du facteur de qualité en fonction des dimensions de la structure	112
3.4.3	Amélioration de couplage de la lumière à la cavité	113
3.5	Conclusion	120
3.6	Bibliographie du chapitre 3	121

4	Diffusions Raman spontanée et stimulée et mesure du facteur Purcell Raman dans les structures à cristaux photoniques	125
4.1	Introduction	125
4.2	Diffusion Raman spontanée dans des guides d'onde à cristaux photoniques en approche SOI	126
4.2.1	Simulation du guide d'onde W1 en SOI	126
4.2.2	Diffusion Raman spontanée dans le guide d'onde W1 en SOI	128
4.2.3	Exaltation de la diffusion Raman spontanée grâce aux cristaux photoniques	132
4.3	Mesure déterministe du facteur de Purcell dans des micro-cavités par l'émission Raman	135
4.3.1	Théorie du renforcement Purcell de la diffusion Raman . . .	135
4.3.2	Mesure expérimentale du facteur Purcell par la diffusion Raman	141
4.4	Diffusion Raman stimulée dans des guides d'onde en silicium sous une excitation continue	146
4.4.1	Guide d'onde étroit W0,66 doublement résonant	146
4.4.2	Étude théorique des guides W0,66	147
4.4.3	Observation expérimentale de l'effet Raman stimulé	150
4.5	Conclusion	155
4.6	Bibliographie du chapitre 4	157

Introduction générale

Bien que l'origine de l'opto-électronique sur silicium remonte à la fin des années 80, ce domaine s'est développé significativement ces dernières années. Néanmoins, la réalisation de composants optiques actifs en silicium, et en particulier la réalisation de lasers, demeure toujours un des points bloquant. En effet, le silicium est inefficace pour émettre de la lumière à cause de sa bande interdite indirecte. La réalisation d'émetteurs de lumière en silicium et de lasers a été donc souvent considérée comme le graal de l'optique sur silicium à cause de ses bénéfices potentiels en termes d'applications ainsi qu'à cause du challenge posé par la nature. Jusqu'à présent, en dehors des approches faisant intervenir des matériaux III-V [ISI⁺04], seule l'utilisation d'un effet non linéaire, la diffusion Raman stimulée, a permis d'obtenir un effet laser dans un guide d'onde ruban gravé sur un substrat de silicium sur isolant (SOI) [BJ04]. Une des limitations de cette approche est qu'elle nécessite des cavités longues (> 1cm) pour obtenir le gain nécessaire à l'effet laser ou des résonateurs en anneaux à fort facteur de qualité et de grande surface (1 cm²), ces longueurs et surfaces étant incompatibles avec l'intégration à large échelle sur puce de ces composants.

L'approche des cristaux photoniques est intéressante car elle offre une ouverture vers l'intégration compacte de l'optique, et surtout vers un meilleur contrôle de la lumière produite par des sources intégrées dans les dispositifs optiques. Les cristaux photoniques sont des matériaux diélectriques artificiellement ou naturellement périodisés qui permettent un contrôle efficace du comportement de la lumière. De nouveaux comportements de la lumière apparaissent dans des cristaux photoniques et se différencient nettement de ceux de l'optique traditionnelle. En particulier, pour des longueurs d'onde voisines de 1,5 μm et des périodes du cristal photonique de

Introduction générale

l'ordre de quelques centaines de nanomètres, les guides à cristaux photoniques présentent des modes à faible vitesse de groupe. Le ralentissement de la vitesse de groupe doit permettre d'accroître l'interaction entre la lumière et la matière et ainsi de réduire d'un facteur 10 à 100 la taille des composants par rapport à l'approche utilisant des guides ruban. L'utilisation de guides ou cavités à cristaux photoniques de géométrie particulière peut être aussi très bénéfique pour contrôler l'effet néfaste de l'absorption due aux porteurs libres qui sont photo-générés sous forte intensité optique dans le silicium. Cette thèse a été consacrée d'un point de vue théorique et expérimental, l'utilisation de guides et cavité à cristal photonique pour réaliser des lasers Raman ultra compacts.

Mon travail de thèse s'est entièrement déroulé au sein du département NAEL à l'Institut d'Électronique Fondamentale (IEF). Grâce à la salle blanche CTU-MINERVE située à l'intérieur de l'IEF, ainsi qu'aux équipements de simulation et de caractérisation optique disponibles au sein de l'équipe, j'ai pu simuler, fabriquer et caractériser tous mes échantillons à cristaux photoniques localement à l'IEF.

Le manuscrit de thèse se divise en 4 chapitres.

Dans le premier chapitre, les propriétés principales des cristaux photoniques sont tout d'abord présentées, de la solution des équations Maxwell aux avantages du guidage de lumière par des cristaux photoniques 2D. Nous nous intéressons ensuite aux bases théoriques des guides d'onde et des cavités à cristaux photoniques. Des notions sur la lumière lente et sur le facteur de qualité des micro-cavités sont théoriquement présentées. Ensuite, nous présentons les bases théoriques des effets Raman, spontané et stimulé. Une dernière partie est consacrée à la présentation des différentes méthodes de simulation des cristaux photoniques, en particulier, la méthode des ondes planes et la méthode FDTD, que nous avons principalement utilisée durant cette thèse.

Le second chapitre est consacré à la fabrication des structures à cristaux photoniques en silicium et aux méthodes de caractérisation optique. Nous détaillons d'abord la série d'étapes technologiques nécessaires à la fabrication de nos échantillons. Nous détaillons aussi l'optimisation du procédé de lithographie électronique que nous avons effectuée dans ce travail de thèse. Il s'agit d'un dessin de masque spécifique en mode ligne. La méthode de caractérisation optique de nos échantillons est décrite

à la fin de ce chapitre. Elle se divise principalement en deux montages expérimentaux. L'un est destiné aux mesures des transmissions et des facteurs de qualités. L'autre vise à l'observation de l'effet Raman.

Le troisième chapitre présente des cavités ayant des facteurs de qualité élevés dans l'approche membrane et dans l'approche silicium sur isolant (SOI). Nous commençons d'abord par présenter la structure utilisée pour améliorer le couplage de la lumière dans le cristal photonique. Elle est constituée d'un taper inversé et d'un guide d'onde d'accès ridge. En particulier pour l'approche membrane, des nanopoutrelles ayant une largeur variable et qui supportent le guide d'onde suspendu ont été décrites en détail. Ensuite, nous étudions l'évolution du facteur de qualité d'une cavité à cristaux photoniques avec le type de couplage utilisé. Un facteur de qualité très élevé de plus de 2 millions pour une cavité réalisée en approche membrane avec un couplage approprié, est démontré expérimentalement en très bon accord avec les simulations. À la fin du chapitre, un nouveau design de cavités en approche SOI est présenté. Les résultats obtenus par la méthode FDTD 3D montrent des facteurs de qualité variant en fonction de différentes dimensions structurales. La simulation numérique prévoit ainsi un facteur de qualité jusqu'à 8 millions pour ce type de cavités.

Finalement, nous décrivons dans le quatrième chapitre les observations et les calculs sur l'effet Raman que nous avons effectués sur les guides d'onde W1 à cristaux photoniques. Une diffusion Raman spontanée obtenue dans des guides d'onde à cristaux photoniques plus de 10 fois plus élevée que celle observée dans des guides d'onde ridge est démontrée dans ce chapitre. La mesure du facteur Purcell à l'aide d'une source interne de l'émission Raman spontanée est théoriquement et expérimentalement présentée et une expression déterministe du facteur de Purcell dans des micro-cavités par l'émission Raman est donnée dans la deuxième partie de ce chapitre. L'effet de la diffusion Raman stimulée est également observé dans un guide d'onde à cristaux photoniques spécifique présentant deux longueurs d'onde résonantes. De tels guides d'onde permettent un ralentissement des vitesses de groupe pour les signaux de pompe et Raman en même temps, ce qui est utile pour renforcer les interactions lumière-matière.

[BJ04] O. Boyraz and B. Jalali. Demonstration of a silicon raman laser.

Optics Express, 12(21) :5269–5273, 2004.

- [ISI⁺04] Kuon Inoue, Hidekazu Sasaki, Koji Ishida, Yoshimasa Sugimoto, Naoki Ikeda, Yu Tanaka, Shunsuke Ohkouchi, Yusui Nakamura, and Kiyoshi Asakawa. InAs quantum-dot laser utilizing GaAs photonic-crystal line-defect waveguide. *Opt. Express*, 12(22) :5502–5509, 2004.

Chapitre 1

Cristaux photoniques et diffusion Raman

1.1 Introduction

Un cristal est un arrangement périodique d'atomes ou de molécules. Le motif avec lequel les atomes, ou molécules, sont répétés dans l'espace est la maille cristalline. Le cristal présente un potentiel périodique pour un électron se propageant au travers. Les éléments constitutifs du cristal et la géométrie de la maille dictent les propriétés de conduction du cristal.

Dans le cas de l'optique, par analogie avec les cristaux atomiques, on appelle cristal photonique, une structure dans laquelle les atomes ou molécules sont remplacés par un milieu macroscopique avec différentes constantes diélectriques. Le potentiel périodique est remplacé par une fonction diélectrique périodique.

Si le contraste des constantes diélectriques périodiques des matériaux dans le cristal est suffisamment important, et si l'absorption de lumière par les matériaux est minimale, la réfraction, la réflexion et la diffusion de lumière par toutes les interfaces peuvent générer des effets similaires pour les photons au potentiel atomique pour les électrons. Les cristaux photoniques sont donc une solution pour la manipulation optique. Ils permettent d'obtenir des bandes interdites photoniques, qui empêchent

Chapitre 1. Cristaux photoniques et diffusion Raman

la lumière de se propager dans certaines directions avec des fréquences spécifiques [Joa08].

Le silicium est une plate-forme idéale pour l'optique intégrée et l'opto-électronique. Favorisée par l'industrie de l'électronique intégrée, la qualité et la taille des substrats commerciaux en silicium continuent à être améliorées tandis que les coûts continuent à baisser. De plus, la compatibilité de la fabrication des circuits intégrés en silicium et la technologie MEMS en silicium, est un atout intéressant pour la photonique en silicium [JYY⁺98]. Comparé avec les autres plate-formes de l'optique intégrée, une propriété qui distingue le silicium est le fort confinement optique réalisé par la différence d'indice énorme entre le silicium et la silice. Les différentes approches étudiées pour la génération de lumière ont notamment concerné :

1. nano-cristaux de silicium, 2. silice dopée à l'erbium, 3. silicium massif texturé en surface, 4 hétéro-structures Si/SiGe.

La limitation principale des nano-cristaux en silicium est que l'émission a lieu à des longueurs d'onde inférieure à 1000 nm, loin des bandes importantes pour les applications des télécommunications (1300 nm et 1550 nm) [JCDR04]. Bien que l'on puisse utiliser la silice dopée à l'erbium ou même le silicium dopé à l'erbium pour réaliser l'émission aux longueurs d'onde des télécommunications, le dopage par l'erbium, une étape de fabrication additionnelle qui augmente aussi le coût de fabrication, et surtout le faible rendement à température ambiante sont les inconvénients principaux de cette approche. Le problème de l'émission de lumière pourrait être résolu par l'approche de la diffusion Raman dans le silicium. L'effet Raman est exploité avec succès dans des amplificateurs à fibre optique et des lasers. Par contre, quelques kilomètres de fibre sont nécessaires pour réaliser un composant utile. Heureusement, le coefficient de gain pour la diffusion Raman stimulée (DRS) est approximativement 10^4 fois plus grand dans le silicium que dans la silice. De plus, les guides d'onde en SOI peuvent confiner le champ optique dans un volume qui est approximativement 100 fois plus petit que le volume modal dans une fibre optique mono-mode standard. La combinaison de ces propriétés rend la diffusion Raman stimulée observable pour des longueurs d'interaction millimétriques compatibles avec un environnement d'optique intégré.

Un autre avantage de la diffusion Raman est que la génération et l'amplification de

lumière peuvent être réalisées à des longueurs d'onde arbitraires pour la pompe (tant que la longueur d'onde du laser de pompe correspondante est valable). Le décalage en longueur d'onde entre la pompe et le signal Raman pour le silicium est de 15,6 THz, environ 130 nm à 1550 nm, ce qui correspond à l'énergie des phonons optique de centre de zone. De plus, l'effet Raman ne demande pas de dopage spécial et la diffusion Raman est directement accessible avec le matériau massif.

Dans ce chapitre, nous présentons brièvement d'abord les propriétés fondamentales des cristaux photoniques. L'effet de la bande interdite optique est présenté dans cette première partie. Ensuite, les guides d'ondes et les cavités basés sur les cristaux photoniques bidimensionnels sont décrits. Les notions de facteur de qualité et de volume modal sont également présentées. Nous décrivons ensuite les propriétés de la diffusion Raman, spontanée et stimulée, ainsi que l'amplification et la génération de lumière reposant sur l'effet Raman stimulé. Nous présentons les méthodes de simulation des structures à cristaux photoniques, notamment la méthode des ondes planes et la méthode FDTD, dans la dernière section de ce chapitre.

1.2 Propriétés des cristaux photoniques

On considère généralement que la recherche sur les cristaux photoniques a commencé en 1987 [Yab87]. Les cristaux photoniques, qui sont des structures artificielles et périodiques de matériaux diélectriques dans plusieurs directions de l'espace, permettent de modifier la propagation de la lumière de la même manière qu'un potentiel périodique dans un cristal semi-conducteur affecte le déplacement des électrons en créant des bandes d'énergie autorisées et interdites. L'absence de modes propagatifs des ondes électromagnétiques dans de telles structures, dans une plage de fréquences ou de longueurs d'onde, est alors qualifiée de bande interdite. La périodicité de l'indice de réfraction peut être : 1. Unidimensionnelle (1D) : les miroirs de Bragg peuvent être considérés comme des structures à cristaux photoniques 1D. 2. Bidimensionnelle (2D) : nous avons étudié principalement le phénomène de Raman durant cette thèse sur de telles structures. 3. Tridimensionnelle (3D) : dans ce cas, la structure peut avoir une bande interdite complète (Fig. 1.1).

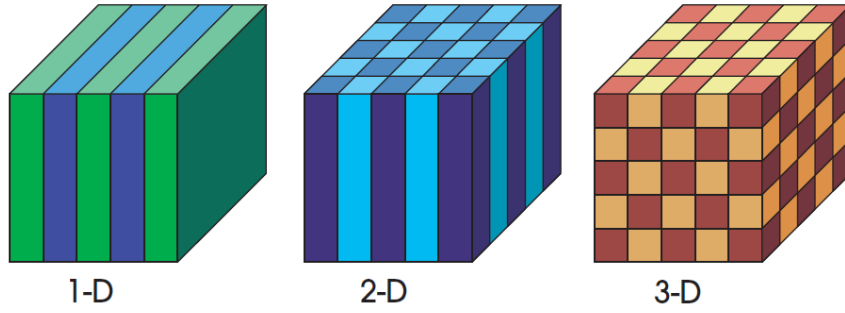


FIG. 1.1: exemple schématique des cristaux photoniques unidimensionnel, bidimensionnel et tridimensionnel. Les couleurs différentes représentent des matériaux avec différentes constantes diélectriques. [Joa08]

1.2.1 Équations de Maxwell appliquées aux cristaux photoniques

Nous fabriquons typiquement des structures à cristaux photoniques en silicium, qui est un milieu diélectrique, non magnétique et ne présentant ni charge, ni courant. Les équations de Maxwell s'écrivent donc de la façon suivante :

$$\nabla \cdot \mathbf{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot [\boldsymbol{\varepsilon}(\vec{r}) \mathbf{E}(\vec{r}, t)] = 0 \quad (1.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\vec{r}, t) + \mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} = 0 \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\vec{r}, t) - \varepsilon_0 \boldsymbol{\varepsilon}(\vec{r}) \frac{\partial \mathbf{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} = 0 \quad (1.4)$$

Par commodité mathématique, en décrivant le champ sous forme de nombre complexe, on peut obtenir les champs physiques en prenant la partie réelle. Ceci nous permet de décrire un mode harmonique comme une exponentielle multipliée par un motif spatial :

1.2. Propriétés des cristaux photoniques

$$\mathbf{H}(\vec{r}, t) = \mathbf{H}(\vec{r})e^{-j\omega t} \quad (1.5)$$

$$\mathbf{E}(\vec{r}, t) = \mathbf{E}(\vec{r})e^{-j\omega t} \quad (1.6)$$

Les deux équations des rotationnels relient $\mathbf{E}(\vec{r})$ et $\mathbf{H}(\vec{r})$:

$$\nabla \times \mathbf{E}(\vec{r}) - j\omega\mu_0\mathbf{H}(\vec{r}) = 0 \quad (1.7)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\vec{r}) + j\omega\varepsilon_0\varepsilon(\vec{r})\mathbf{E}(\vec{r}) = 0 \quad (1.8)$$

Par les deux équations ci-dessus 1.7 et 1.8, en considérant la vitesse de lumière dans le vide $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$, on obtient l'équation en $\mathbf{H}(\vec{r})$:

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \times \mathbf{H}(\vec{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\vec{r}) \quad (1.9)$$

Cette équation avec l'équation de divergence $\nabla \cdot \mathbf{H}(\vec{r}) = 0$ nous donnent toute l'information concernant le champ magnétique $\mathbf{H}(\vec{r})$. Donc, pour une structure $\varepsilon(\vec{r})$, la solution de l'équation 1.9 peut nous donner les modes propres $\mathbf{H}(\vec{r})$ et les fréquences correspondantes. Les modes $\mathbf{E}(\vec{r})$ peuvent être calculés par l'équation 1.8 transformée :

$$\mathbf{E}(\vec{r}) = \frac{j}{\omega\varepsilon_0\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\vec{r}) \quad (1.10)$$

Néanmoins, dans le cas des processus optiques non-linéaires et cohérents, nous introduisons un nouveau terme $\mathbf{P}_{ex}(\vec{r}, t)$, qui est un champ de polarisation extrinsèque qui n'est pas décrit par la fonction diélectrique $\varepsilon(\vec{r})$, dans les équations 1.2 et 1.4. Nous avons donc les quatre équations de Maxwell écrites à nouveau ci-dessous [Sak05] :

$$\nabla \cdot \mathbf{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (1.11)$$

$$\nabla \cdot [\varepsilon(\vec{r})\mathbf{E}(\vec{r},t) + \mathbf{P}_{ex}(\vec{r},t)] = 0 \quad (1.12)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\vec{r},t) + \mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}(\vec{r},t)}{\partial t} = 0 \quad (1.13)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\vec{r},t) - \frac{\partial [\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r})\mathbf{E}(\vec{r},t) + \mathbf{P}_{ex}(\vec{r},t)]}{\partial t} = 0 \quad (1.14)$$

Cette polarisation extrinsèque peut être induite par des effets non-linéaires ou par des impuretés introduites dans le silicium.

1.2.2 Avantage des cristaux photoniques 2D

L'intégration de composants optiques à l'échelle micro-métrique dans un circuit intégré est une tendance forte dans l'industrie des télécommunications. Le laser Raman que nous voulons réaliser dans ce travail de thèse au moyen de cristaux photoniques en silicium est destiné à servir aux télécommunications optiques et à l'optique intégrée. Les cristaux photoniques 3D qui permettent d'avoir une bande interdite complète sont idéalement un bon choix pour la réalisation de composants optiques ultra-compacts. Mais la difficulté de fabrication actuelle des cristaux photoniques 3D, en particulier pour les matériaux solides comme les semi-conducteurs, contraint son application dans l'optique intégrée pour le moment, bien que plusieurs avancées ont été effectuées dans ce domaine [OIY⁺04]. Par conséquent, les cristaux photoniques 2D sont plus appropriés grâce à leur compatibilité avec l'optique intégrée et leur facilité de fabrication relative. Ils sont aussi appropriés à la réalisation des circuits hybrides opto-électroniques.

Les cristaux photoniques 2D sont des structures périodiques dans deux directions de l'espace. La structure de base sur laquelle nous avons déroulé le travail d'étude, consiste en un réseau triangulaire de cylindres d'air gravé dans le matériau diélectrique, comme montré sur la figure 1.2.

La solution des équations 1.9 et 1.10 nous donne l'ensemble des valeurs propres, c'est à dire l'ensemble des fréquences, pour chaque valeur du vecteur d'onde \vec{k} . On

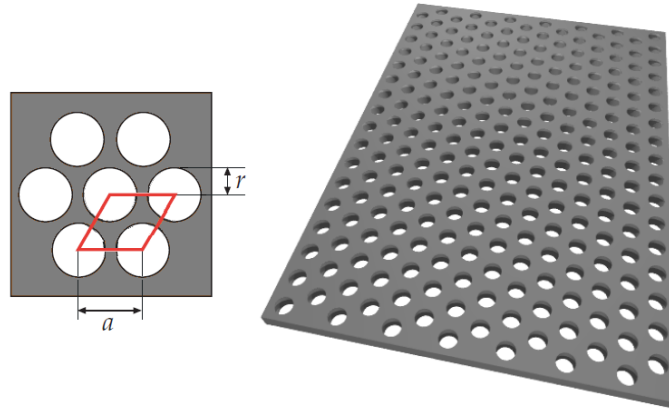


FIG. 1.2: cristaux photoniques 2D de trous d'air dans un substrat diélectrique. Les cylindres ont un rayon r . La période du réseau est a . La figure à gauche est une vue de dessus de la structure.

peut donc tracer le diagramme de bandes des cristaux photoniques, qui décrit la relation de dispersion de la structure entre la fréquence normalisée et le vecteur d'onde \vec{k} . Nous avons utilisé la méthode des ondes planes, que nous allons détailler dans la section 1.5.1, pour tracer ce diagramme de bandes. La figure 1.3 est un exemple de diagramme de bandes pour un cristal photonique ayant un réseau triangulaire de trous d'air.

1.2.3 Guidage de la lumière dans les cristaux photoniques 2D en membrane par réflexion totale à ses interfaces

Considérons des structures à cristaux photoniques 2D fabriquées dans une couche de matière (dans le plan “xy”) suspendu dans l'air (slab). La hauteur de cette couche n'est pas infinie et la constante diélectrique n'est donc pas une constante dans la direction “z”. Il existe des modes confinés verticalement dans le coeur de cette couche avec un profil évanescant dans l'air et des modes non-confinés qui s'étendent infiniment dans l'air. Dans l'espace libre, la relation de dispersion d'une onde plane obéit à $\omega = c|k| = c\sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}$. Considérons les modes non-confinés à l'intérieur de la couche. Loin de la couche, les composants des vecteurs d'onde k_z de ces modes sont réels. Pour des valeurs données des k_x et k_y , il y aura des modes

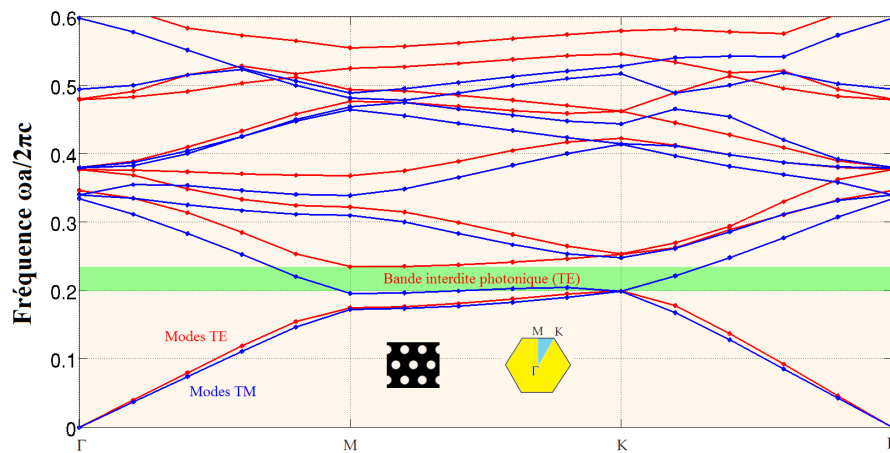


FIG. 1.3: diagramme de bandes d'un cristal photonique constitué d'un réseau triangulaire de trous d'air (calculé par le programme MPB). Les paramètres de modélisation sont : permittivité effective de 12 et rapport de rayon du trou d'air sur la période $r/a=0,25$. Les courbes en bleu montrent les modes TM et les courbes en rouge montrent les modes TE. Notons que ce type de cristaux photoniques possède une bande interdite photonique complète pour les modes TE. Les figures insérées montrent la structure modélisée et sa première zone de Brillouin, dont la région en bleu est la zone irréductible.

1.3. Guides d'onde et cavités à cristaux photoniques 2D

avec toutes les fréquences possibles supérieures à $\omega = c\sqrt{k_x^2 + k_y^2}$, parce que k_z peut prendre une valeur arbitraire. Donc, le spectre des états est continu pour tous les modes ayant des fréquences supérieures à $\omega = c\sqrt{k_x^2 + k_y^2}$, qui est une ligne appelée la ligne de lumière (light line). La région de la structure des bandes avec $\omega > c\sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ est appelée le cône de lumière. Dans le diagramme de bandes d'un cristal photonique 2D en membrane, les modes à l'intérieur du cône de lumière sont des modes guidés à perte, souvent appelé "modes à fuite". Ces modes des cristaux photoniques sont couplés plus ou moins fortement à l'espace libre. En revanche, les modes sous le cône de lumière, ayant $k_z = \pm j\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - \frac{\omega^2}{c^2}}$ imaginaire, correspondent aux champs évanescents décroissant exponentiellement en dehors de la couche. Ces modes sont appelés "modes guidés" par l'indice de réfraction, et ne subissent aucune perte dans une structure parfaite.

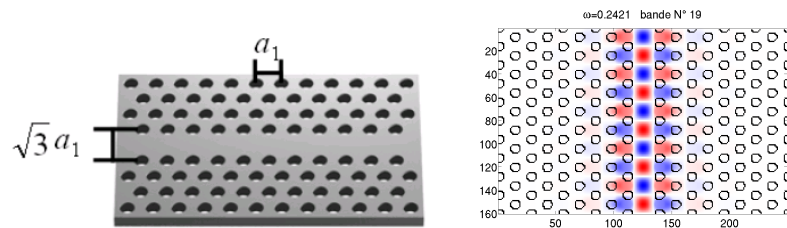
1.3 Guides d'onde et cavités à cristaux photoniques 2D

1.3.1 Guide d'onde à cristaux photoniques W1

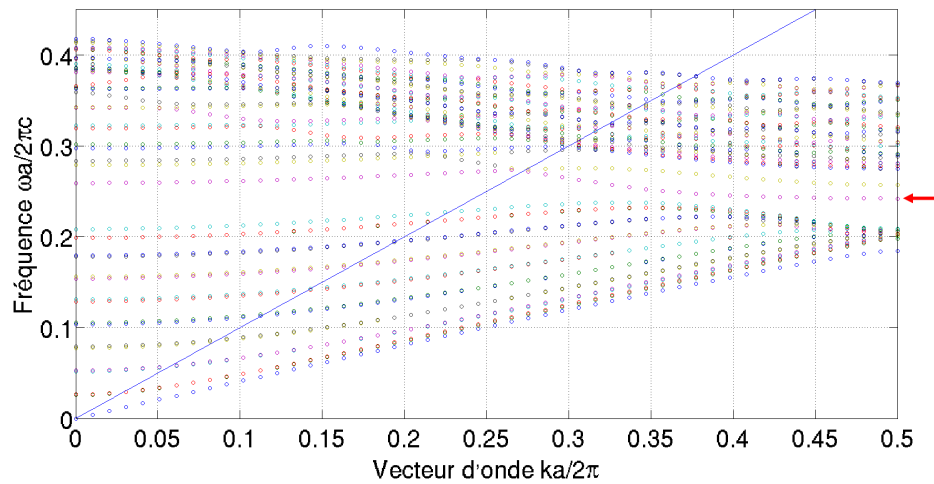
Les guides d'onde à cristaux photoniques 2D majoritairement étudiés dans ce travail de thèse sont des guides d'onde, appelés W1, qui sont réalisés dans des cristaux photoniques d'un réseau triangulaire de trous d'air en omettant une rangée de trous selon la direction ΓK . Dit autrement, un défaut linéaire est introduit dans des cristaux photoniques bidimensionnels. La structure W1 est schématiquement montrée par la sous-figure (a) de la figure 1.4.

1.3.2 Lumière lente et vitesse de groupe

L'effet de lumière lente a attiré un grand nombre de chercheurs ces dernières années parce qu'il donne une nouvelle méthode de contrôle des interactions entre la matière et la lumière. Récemment, la lumière lente a été démontrée dans des structures diélectriques, en particulier des résonateurs en anneaux couplés et des



(a) guide d'onde à cristaux photoniques W1 (b) Champ H_z du mode guidé



(c) diagramme de bandes (en mode TE)

FIG. 1.4: Fig. (a) : structure schématique d'un guide d'onde W1 en direction ΓK [SAN06]. Fig. (b) : profil de la composante H_z du champ magnétique du mode guidé à $k_x = \pi/a$ dans le guide d'onde W1 ($\omega = 0,2421$) simulé par le logiciel MPB en 2D. Les paramètres de modélisation sont les suivants : permittivité effective de 8,41 et rapport de rayon du trou d'air sur périodicité $r/a = 0,32$. Fig. (c) : diagramme de bandes photoniques (en polarisation TE) du guide d'onde W1. Le champ H_z du mode guidé (mode impair guidé à l'intérieur de la bande interdite, $\omega = 0,2421$, noté par la flèche rouge) à $k_x = \pi/a$ (bord de la zone de Brillouin irréductible) est illustré par Fig. (b).

1.3. Guides d'onde et cavités à cristaux photoniques 2D

cristaux photoniques. L'intérêt de la lumière lente dans les diélectriques est motivé par le fait que la lumière lente peut être utilisée afin d'apporter des fonctionnalités additionnelles à la matière par une structuration. Par exemple, il est connu qu'un grand nombre d'effets non-linéaires classiques peuvent être renforcés par une vitesse de groupe petite, parce que les interactions lumière-matière croissent lorsque la vitesse de groupe v_g diminue. L'effet de la lumière lente dans des cristaux photoniques a été observé et rapporté dans de nombreuses publications [VM06, VOHM05, JLF⁺05, GKE⁺05c, NYS⁺01]. L'idée principale est typiquement une manipulation sur un mode présentant une courbe de dispersion plate ou quasi-parabolique près du bord de la zone Brillouin dans le diagramme de bandes.

Dans le cas d'un guide d'onde à cristaux photoniques, la lumière est rétro-diffusée de manière cohérente à chaque cellule du cristal. Au bord de la zone de Brillouin, il existe une onde stationnaire si la propagation directe est en accord de phase avec la lumière rétro-diffusée. Elle peut être considérée comme un mode lent avec une vitesse de groupe égale zéro. Si on s'éloigne du bord de la zone Brillouin, on tombe dans un régime de lumière lente. Les composantes directes et inversées commencent à être désaccordées mais interagissent quand même, conduisant à un mode interférent se propageant lentement : c'est un mode lent. Le point critique de la génération de lumière lente est que le mode optique est près d'une résonance de la structure.

La vitesse de groupe correspond à la vitesse à laquelle l'énergie est transportée par le signal. L'indice de groupe n_g est liée avec la vitesse de groupe v_g par la formule ci-dessous :

$$v_g = c/n_g \quad (1.15)$$

On peut simplement obtenir la vitesse de groupe par sa définition :

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad (1.16)$$

Quand les relations de dispersion ont été obtenues expérimentalement ou numériquement, nous pouvons déduire la vitesse de groupe en exécutant une différentia-

Chapitre 1. Cristaux photoniques et diffusion Raman

tion numérique ou en utilisant le théorème de Hellmann. Beaucoup d'exemples sont rapportés dans les références [IKS⁺02, GKE⁺05c, Sak05].

Une autre méthode que nous avons utilisée durant ce travail de thèse pour estimer expérimentalement la vitesse de groupe dans un guide d'onde à cristaux photoniques est l'extraction de la vitesse de groupe par les franges de Fabry-Pérot dans un spectre de transmission. Nous avons la relation $\Delta f = c/2n_g d$, où Δf représente le décalage fréquentiel entre deux franges de Fabry-Pérot voisines et d est la longueur du guide d'onde à cristaux photoniques, qui fonctionne dans ce cas comme une cavité Fabry-Pérot en générant des franges. Nous savons aussi $\Delta f = \Delta(c/\lambda) = (c/\lambda^2)\Delta\lambda$ en négligeant le symbole moins. Nous avons donc la relation ci-dessous, où $\Delta\lambda$ est le décalage de longueur d'onde entre deux franges de Fabry-Pérot voisines

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2n_g d} \quad (1.17)$$

En remplaçant l'expression de n_g de l'équation 1.17 dans l'équation 1.15, on peut obtenir la vitesse de groupe v_g à partir des paramètres obtenus expérimentalement selon la relation décrite ci-dessous :

$$v_g = \frac{2c\Delta\lambda d}{\lambda^2} \quad (1.18)$$

1.3.3 Facteur de qualité et volume modal des micro-cavités

L'interaction entre la matière et la lumière peut être renforcée drastiquement par l'utilisation de résonateurs électromagnétiques fonctionnant aux longueurs d'onde optiques. Le confinement modal dans ces micro-cavités est caractérisé soit dans le domaine temporel soit dans le domaine fréquentiel. Le confinement temporel d'un mode à la fréquence ω_0 est déterminé par le taux de perte de la cavité. Donc, le facteur de qualité modal Q de la cavité est défini comme le rapport entre l'énergie W stockée à l'intérieur et la puissance ρ dissipée à partir de la cavité pendant une oscillation du champ à la pulsation ω_0 [YY06].

1.3. Guides d'onde et cavités à cristaux photoniques 2D

$$Q = \omega_0 \frac{W}{\rho} \quad (1.19)$$

En considérant que la dissipation de la puissance par unité de temps est l'opposé de la variation temporelle de l'énergie stockée dans le résonateur, on déduit que :

$$\frac{dW}{dt} = -\rho = -\omega_0 \frac{W}{Q} \quad (1.20)$$

En résolvant l'équation 1.20, on obtient la solution :

$$W(t) = W_0 e^{-\frac{\omega_0 t}{Q}} \quad (1.21)$$

La dépendance temporelle de l'énergie stockée implique que les oscillations du champ à l'intérieur de la cavité s'atténuent comme ci-dessous [PA98] :

$$E(t) = E_0 e^{-\frac{\omega_0 t}{2Q}} e^{j\omega_0 t} \quad (1.22)$$

En transformant le champ du domaine temporel dans l'espace des fréquences par transformée de Fourier, on obtient que :

$$E(t) = E_0 e^{-\frac{\omega_0 t}{2Q}} e^{j\omega_0 t} \implies E(\omega) = \int_0^\infty E_0 e^{-\frac{\omega_0 t}{2Q}} e^{j\omega_0 t} e^{-j\omega t} dt = E_0 \frac{1}{\frac{\omega_0}{2Q} + j(\omega - \omega_0)} \quad (1.23)$$

Un champ s'atténuant exponentiellement comme $e^{-\frac{\omega_0 t}{2Q}}$ à la fréquence ω_0 a un spectre fréquentiel de forme Lorentzienne centrée à ω_0 , et avec une largeur à mi-hauteur (FWHM) $\Delta\omega$ (Fig. 1.5). On déduit de l'équation 1.24 une autre expression du facteur de qualité, donné par l'expression 1.25.

$$\left| E\left(\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}\right) \right|^2 = \frac{1}{2} |E(\omega_0)|^2 \implies \Delta\omega = \frac{\omega_0}{Q} \quad (1.24)$$

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \quad (1.25)$$

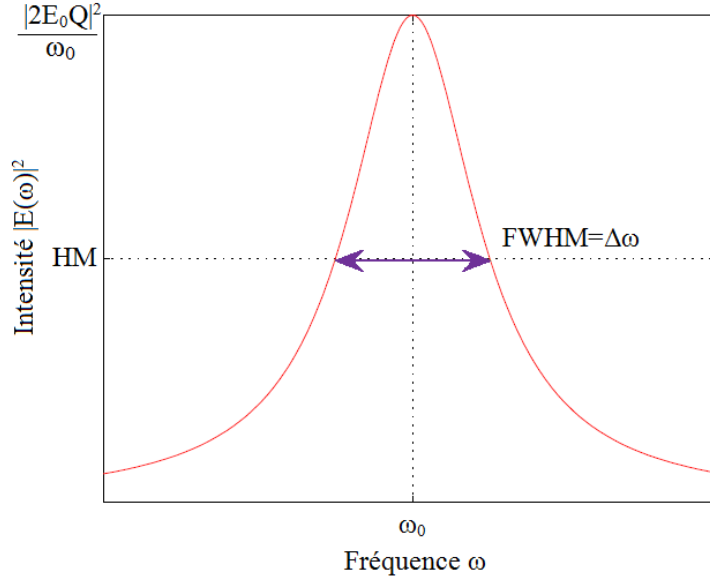


FIG. 1.5: profil de l'intensité Lorentzienne d'un mode dans la cavité centré à la fréquence ω_0 .

Cette expression peut aussi être interprétée comme le rapport entre le temps de vie du photon à l'intérieur de la cavité τ_{ph} , et la période T :

$$Q = 2\pi \frac{\tau_{ph}}{T} \quad (1.26)$$

Pour décrire le confinement spatial du champ, nous devons définir son volume effectif respectivement à la distribution spatiale de la constante diélectrique $\epsilon(\vec{r})$. Par définition du volume modal de la cavité, on a :

$$V = \frac{\iiint \epsilon(\vec{r}) |\mathbf{E}(\vec{r})|^2 d^3\vec{r}}{\max[\epsilon(\vec{r}) |\mathbf{E}(\vec{r})|^2]} \quad (1.27)$$

Les cavités à cristaux photoniques qui confinent fortement la lumière auront des applications nombreuses dans le domaine de l'optique intégrée. Dans ces applications, il est nécessaire de réaliser des cavités à cristaux photoniques ayant à la fois un facteur de qualité Q élevé et un volume modal V petit.

Le ratio Q/V détermine l'intensité d'interactions des cavités et une cavité ultra-

petite permet de plus une intégration à très grande échelle ainsi qu'une opération mono-mode pour une plage de fréquences large [AASN03]. Par conséquent, le ratio Q/V est un indice critique pour apprécier les micro-cavités à cristaux photoniques.

1.3.4 Cavités à cristaux photoniques 2D de différentes morphologies

Les cavités à cristaux photoniques, qui permettent de confiner fortement la lumière, pourraient avoir beaucoup d'applications dans plusieurs domaines de la physique, incluant par exemples des interactions cohérentes électron-photon, des filtres ultra-étroits, des lasers à bas seuil, des puces photoniques et l'optique non-linéaire [BLC⁺06]. Le critère pour ces applications est de réaliser des cavités avec des facteurs de qualité Q élevés et avec des volumes modaux petits. Dans le cas de cristaux photoniques bidimensionnels réalisés dans un réseau triangulaire de trous d'air, il y a plusieurs types de cavités à cristaux photoniques qui ont attiré l'attention de nombreux chercheurs ces dernières années. En regard de leur structure morphologique, on peut globalement classer ces cavités en trois sortes : 1. cavité à défaut ponctuel 2. cavité à double hétéro-structure 3. cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique.

On peut réaliser une cavité en modifiant les paramètres d'un ou plusieurs trous dans un cristal photonique : soit en changeant le rayon des trous, soit en déplaçant des trous de leurs positions originales, soit en remplissant des trous complètement. Ces cavités sont généralement de deux types : le type H_n et le type L_n [BLC⁺06]. La cavité de type H_n est une cavité hexagonale dont chaque coté présente une omission de n trous. La cavité de type L_n est une cavité rectangulaire qui est réalisée par omission de n trous dans la direction ΓK . Les deux images au microscope électronique à balayage (MEB) (Fig. 1.6) sont des exemples de ces deux types de cavités, une cavité H_2 et une cavité L_3 . Elles ont été fabriquées dans la salle blanche de l'IEF par M. El Kurdi. Notons ici qu'avant le début de cette thèse, le meilleur facteur de qualité obtenu à l'IEF par ce type de cavité était de 20 000. La publication [AASN03] démontre qu'un facteur de qualité, vers 45 000 a été obtenu par la cavité L_3 et une version optimisée de L_3 . Une version optimisée de la cavité H_1 a atteint un facteur

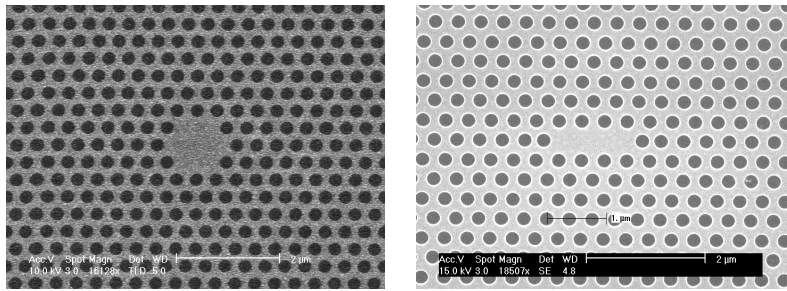


FIG. 1.6: images MEB des cavités de type H_2 (gauche) et de type L_3 (droite) fabriquées dans la salle blanche de l'IEF.

de qualité 320 000 par le groupe de M. Notomi en 2007 [TSK⁺07]. Les méthodes d'optimisation du facteur de qualité pour ces deux types de cavité sont similaires. En déplaçant les trous au bord de la cavité à une distance appropriée, on peut obtenir un facteur de qualité plus élevé qu'avec la structure originale.

Les cavités à double hétéro-structure ont été initialement proposées par le groupe de S. Noda en 2005 [SNAA05, WCT⁺06]. La structure géométrique et la structure de bande interdite correspondante sont schématiquement montrées sur la figure 1.7. Cette sorte de cavité a permis d'atteindre un facteur de qualité mesuré de 600 000 en 2005 [SNAA05] et une structure optimisée de ces cavités pourrait atteindre théoriquement un facteur de qualité de 20 000 000.

Les structures des cavités à modulation locale de largeur de défaut linéique ont été proposées initialement par Kuramochi dans la publication [KNM⁺06]. Le facteur de qualité de ce genre de cavité a atteint à 800 000 en silicium et 700 000 en GaAs [CDRTB08] expérimentalement. Ce genre de cavité est basé sur un défaut linéique dans les cristaux photoniques d'un réseau triangulaire de trous d'air, c'est-à-dire sur un guide d'onde similaire à un W1. L'idée est d'éloigner légèrement certains trous entourant le guide d'onde d'une distance particulière. Cette structure est schématiquement illustrée par la figure 1.8.

1.3. Guides d'onde et cavités à cristaux photoniques 2D

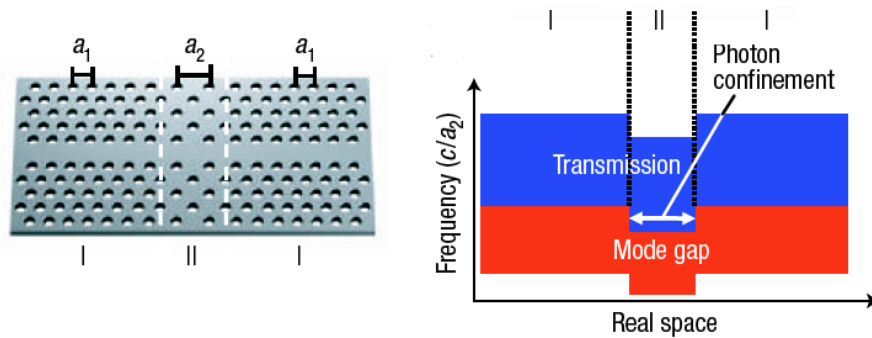


FIG. 1.7: schéma à gauche : cavité à double hétéro-structure, réalisée en connectant les structures basiques à cristaux photoniques, I et II. Le cristal photonique I a une structure de réseau triangulaire avec une constante de réseau a_1 . Le cristal photonique II a une structure de réseau triangulaire déformée en un réseau rectangulaire à faces centrées avec une constante $a_2 (>a_1)$ dans la direction du guide d'onde. Il a la même constante que celle du cristal photonique I dans la direction orthogonale afin de satisfaire les conditions d'adaptation de maille. Schéma à droite : structure schématique de bande interdite par rapport à la position spatiale dans la direction du guide d'onde. Des photons d'énergie spécifique peuvent exister seulement dans le guide d'onde à cristal photonique II, ce qui génère une cavité. [SNAA05]

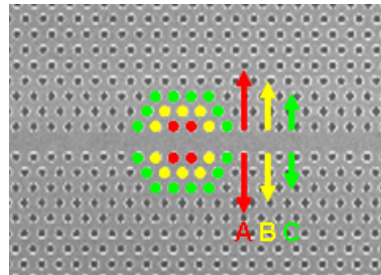


FIG. 1.8: image MEB d'une cavité à confinement par la bande interdite d'un guide d'onde à cristaux photoniques, réalisée par une modulation de la largeur du guide d'onde. Cette cavité est fabriquée en salle blanche à l'IEF. La largeur du défaut linéique basique est de $0,98 \times a\sqrt{3}$ (W0,98). Les trous colorés en rouge, jaune et vert, sont déplacés de 9 nm, 6 nm et 3 nm respectivement, dans les directions transverses (suivant les flèches correspondantes).

1.4 Diffusion Raman

Le silicium est inefficace pour émettre de la lumière à cause de sa bande interdite électronique indirecte (Fig. 1.9). En effet, le bas de la bande de conduction et le haut de la bande de valence ne sont pas atteints pour la même quantité de mouvement. Parce que les photons d'intérêt ont une quantité de mouvement négligeable comparé à celle des électrons, la recombinaison électron-trou doit être assistée par l'émission ou l'absorption d'un phonon pour conserver la quantité de mouvement. Dans la terminologie de la mécanique quantique, il s'agit d'un processus du second ordre, qui a une probabilité d'événement extrêmement basse. De telles recombinaisons radiatives sont rares et caractérisées par une durée de vie longue de l'ordre d'une seconde pour de faibles injections de porteur. D'autre part, la durée de vie mesurée des porteurs dans le silicium est de l'ordre de la milliseconde à la nanoseconde, dépendant des impuretés ou des concentrations de défauts. En conséquence, les processus radiatifs dans le silicium sont faibles et les recombinaisons sont très souvent assistées par des impuretés ou des défauts. De tels processus sont généralement non-radiatifs, et l'énergie est éventuellement dissipée sous forme de chaleur. L'efficacité de conversion électron-photon est donnée par le ratio de la durée radiative sur la durée de vie totale. Pour le silicium massif, l'efficacité est environ 10^{-3} - 10^{-6} . Ceci contraste avec les semi-conducteurs III-V à bande interdite directe, où la quantité de mouvement est conservée facilement pendant la recombinaison. Le temps de vie radiative est plus court de plusieurs ordres de grandeur que dans le silicium. Il résulte une efficacité de conversion proche de 1 pour des matériaux comme l'arseniure de gallium (GaAs). Cependant, il existe plusieurs approches en vue de surmonter cette limitation dans le silicium. La diffusion Raman pour réaliser un gain optique est l'une de ces approches.

L'avantage de l'approche Raman pour l'émission optique dans le silicium est la possibilité d'utiliser le silicium pur, sans impureté. Néanmoins, l'inconvénient de cette approche est que l'émission Raman ne peut pas être excitée électroniquement et elle nécessite donc une pompe optique "hors-puce" (off-chip). Par contre, en regard du fait que le problème le plus important pour des processeurs intégrés à très grande échelle (VLSI Very-Large-Scale Integration) est la dissipation de chaleur, une pompe optique de type laser "hors-puce" peut être un avantage, parce que la

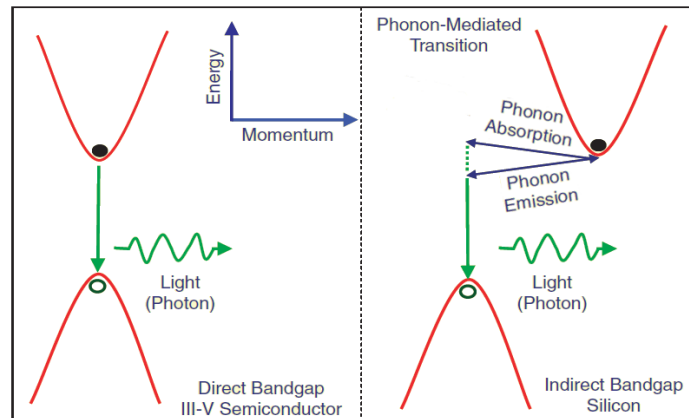


FIG. 1.9: bande interdite directe et indirecte [Jal06].

diode laser et son circuit de contrôle, sont les facteurs principaux de la dissipation de chaleur dans un émetteur optique. Un autre avantage d'un laser Raman en silicium est qu'il peut être modulé directement en utilisant une diode intégrée. Le principe d'une telle modulation optique en silicium est que l'injection de porteurs module l'absorption optique [JPR06]. L'effet Raman stimulé est responsable de l'amplification et de l'effet laser. Il s'agit d'une interaction entre le signal de pompe et le signal Stokes, qui génèrent une force stimulant les vibrations atomiques qui renforce à son tour le transfert d'énergie de la pompe à l'onde de Stokes. Pour un laser Raman, les photons Stokes générés spontanément sont amplifiés par résonance à l'intérieur d'une cavité. Ils produisent une lumière puissante à la longueur d'onde Stokes quand le gain est égal ou excède les pertes [BJ04].

Les lasers Raman à cristaux photoniques en silicium devraient avoir une largeur de raie plus étroite et un bruit d'intensité plus faible que les lasers à semi-conducteur III-V. Premièrement, le gain Raman est symétrique. Ceci signifie que, à la différence des lasers à semi-conducteur III-V, le facteur d'élargissement de largeur de raie α , ou facteur de Henry, dans le laser Raman à silicium est nul [CC95, Yar97]. La largeur de raie du laser peut ainsi être estimée par la formule de Schawlow-Townes. Il indique que la largeur de raie de laser est proportionnelle à l'inverse du nombre de photons dans la cavité et est également proportionnelle à la largeur de raie de la

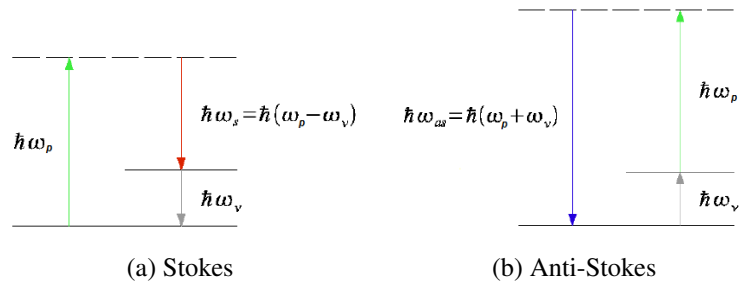


FIG. 1.10: schéma des diffusions du premier-ordre Stokes et Anti-Stokes

cavité “froide”. Comme le facteur de qualité des cavités à cristaux photoniques peut être extrêmement élevé, des lasers Raman à cristaux photoniques peuvent avoir une largeur de raie de Schawlow-Townes aussi étroite que quelques kHz. Finalement, grâce à tout cela et au fait que le gain Raman est indépendant du bruit de phase de la pompe [YW05], le laser Raman pourrait avoir du bruit de phase plus faible que celui de pompe, et donc, une largeur de raie plus étroite que celle du laser de pompe.

1.4.1 Émission Raman spontanée

La diffusion Raman, ou l’effet Raman, est un phénomène optique découvert en 1922 par le physicien indien Raman, qui a reçu le Prix Nobel en 1930 pour son travail sur la diffusion de la lumière. Lorsqu’un cristal est éclairé par une onde, de petites inhomogénéités dues aux vibrations du réseau cristallin dans le cristal provoquent l’émission de lumière à une longueur d’onde différente de celle de la lumière incidente : la collision des photons avec le matériau fait une partie de photons incidents à obtenir ou perdre de l’énergie, en absorbant ou créant un phonon. Cet effet est la diffusion Raman qui correspond à une diffusion inélastique de photons. Il entraîne un changement de fréquence des photons grâce à un échange d’énergie entre la lumière et le milieu. On distingue deux cas : le décalage Stokes et le décalage anti-Stokes. Dans le cas du décalage Stokes, la lumière est décalée vers une longueur d’onde plus grande. La différence d’énergie correspond à la création d’un phonon. Au contraire, le décalage anti-Stokes correspond une lumière décalée vers la longueur d’onde plus petite et donc à l’absorption d’un phonon (Fig. 1.10).

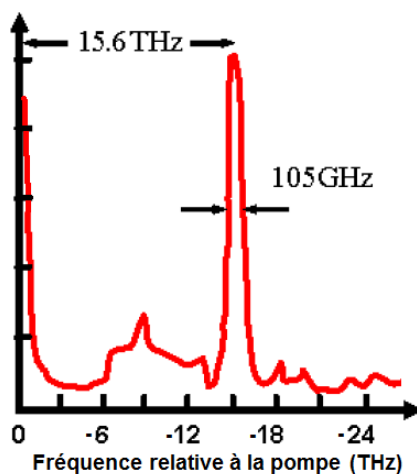


FIG. 1.11: spectre de l'effet Raman dans le silicium, dont la raie de lumière correspond au signal Stokes. L'échelle utilisée en abscisse est une échelle en fréquence relative à la pompe dont le zéro est placé à la fréquence des photons de pompe afin que la fréquence Stokes par rapport à la pompe soit négative. Le décalage en fréquence entre les photons de pompe et les photons Stokes est d'environ 15,6 THz. La largeur à mi-hauteur (FWHM) de la raie Stokes est d'environ 105 GHz [TH73].

Le décalage en longueur d'onde entre le photon absorbé et le photon émis dépend du matériau et il ne dépend pas de la longueur d'onde d'excitation. Dans le cas du silicium, ce décalage est de 15,6 THz, environ 130 nm à 1550 nm, correspondant à l'énergie des phonons optique de centre de zone. La diffusion Stokes est relativement plus intense que la diffusion anti-Stokes (sauf exceptionnellement en cas de processus résonants). Elle a été donc majoritairement étudiée dans cette thèse, comme nous visons à atteindre l'énergie de sortie la plus élevée possible et le seuil laser le plus bas afin de réaliser un laser Raman. Une observation de la diffusion Raman dans le silicium massif aux longueurs d'onde visibles observée en 1970 est montrée sur la figure 1.11 [TH73].

L'efficacité de diffusion Raman S dans une configuration donnée dépend de la polarisation de la lumière incidente par rapport aux axes cristallographiques du silicium. Elle est donnée par l'équation 1.28, dont \hat{e}_p et \hat{e}_s correspondent aux vecteurs unitaires de polarisation de la pompe et du Stokes, R^n est le tenseur Raman. S_0 est une propriété intrinsèque microscopique du silicium et a les mêmes dimensions que S .

Chapitre 1. Cristaux photoniques et diffusion Raman

\vec{k}_p & \vec{k}_s	\hat{e}_p	\hat{e}_s	Efficacité Raman relative
$[1 \bar{1} 0]$	$[1 1 0]$	$[1 1 0]$	S_0
$[1 \bar{1} 0]$	$[1 1 0]$	$[0 0 1]$	S_0
$[1 1 \bar{2}]$	$[1 1 1]$	$[1 1 1]$	$(4/3)S_0$
$[1 1 1]$	$[1 \bar{1} 0]$	$[1 1 \bar{2}]$	$(2/3)S_0$
$[1 1 1]$	$[1 1 \bar{2}]$	$[1 1 \bar{2}]$	S_0
$[0 \bar{1} 1]$	$[0 1 1]$	$[1 0 0]$	S_0
$[0 \bar{1} 1]$	$[0 1 1]$	$[0 1 1]$	S_0

TAB. 1.1: efficacité de la diffusion spontanée pour différents vecteurs d'onde \vec{k}_p et \vec{k}_s et différentes directions de polarisation de la pompe \hat{e}_p et du Stokes \hat{e}_s dans le silicium massif [CDHJ02].

Dans un système de coordonnées suivant les axes cristallographiques du silicium $[1 0 0]$, $[0 1 0]$ et $[0 0 1]$, les composantes du tenseur Raman sont données par 1.29 [DCJ03].

$$S = S_0 \sum_{n=1,2,3} |\hat{e}_s R^n \hat{e}_p|^2 \quad (1.28)$$

$$\overleftrightarrow{R}^1 = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad \overleftrightarrow{R}^2 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad \overleftrightarrow{R}^3 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (1.29)$$

Les règles de sélection qui indiquent les vecteurs d'onde de la radiation diffusée peuvent en être déduites et sont résumées dans le tableau 1.1, où \vec{k}_p et \vec{k}_s sont les vecteurs d'onde de la pompe [CDHJ02].

Une structure orientée suivant la direction $[1 \bar{1} 0]$ a la propriété que l'intensité diffusée est indépendante de la polarisation lorsque la pompe est polarisée dans la direction $[1 1 0]$. C'est-à-dire que dans ce cas l'efficacité Raman ne dépend pas de la polarisation du champ Stokes \hat{e}_s (voir les deux premières lignes du tableau 1.1). En plus, la direction $[1 \bar{1} 0]$ est intéressante pour sa propriété favorable de clivage (les directions de la famille $\langle 1 1 0 \rangle$ sont clivables). C'est aussi la direction du méplat pré-généré sur les wafers commerciaux $\{1 0 0\}$. La famille de surfaces $\{1 0 0\}$ comporte la surface $(0 0 1)$ qui a son vecteur normal suivant la direction $[0 0 1]$. La structure cristallographique des wafers $\{1 0 0\}$ en silicium est schématiquement montrée par la figure 1.12. Par ailleurs, cette configuration réalise quasiment un maximum de diffusion Raman, parce que l'on peut récupérer $2S_0$ comme efficacité Raman relative (la somme des deux premières lignes du tableau 1.1) dans ce cas. C'est pour ces deux raisons que nous avons dans un premier temps fabriqué nos structures parallèles à la direction $[1 \bar{1} 0]$ sur les wafers de la famille de surfaces $\{1 0 0\}$.

Si l'on suppose qu'il n'y a pas d'absorption à deux-photon (TPA) ni d'absorption par des porteurs libres générés (FCA) par le TPA, et si l'on suppose que la pompe n'est pas déplétée pour la diffusion Raman, nous pouvons décrire la puissance de la pompe dans le guide d'onde comme $P_p(z) = P_p e^{-\alpha_p z}$. La puissance de la diffusion Raman spontanée dans un guide d'onde obéit à l'équation différentielle 1.30, où α_p et α_s sont les pertes de la pompe et du Stokes respectivement, P_s est la puissance du Stokes, κ est le coefficient de la diffusion Raman spontanée dans le cas d'un guide d'onde [DEO⁺04, CEKHB09]. Ce coefficient κ obéit à $\kappa = S\Delta\Omega$, avec S l'efficacité de la diffusion Raman ($cm^{-1}Sr^{-1}$) et $\Delta\Omega$ l'angle solide effectif de collection du guide.

$$\frac{dP_s}{dz} = -\alpha_s P_s + \kappa P_p e^{-\alpha_p z} \quad (1.30)$$

En appliquant la condition aux limites ($z = 0, P_s = 0$) et le fait que les pertes α_s et α_p sont voisines : $\alpha_s \approx \alpha_p \equiv \alpha$, nous pouvons résoudre l'équation 1.30. La solution 1.31 nous donne la puissance du Stokes en fonction de la puissance de la pompe. On en déduit que, en régime de diffusion spontanée, pour une certaine position z dans un guide d'onde, la puissance du Stokes dépend linéairement de la puissance

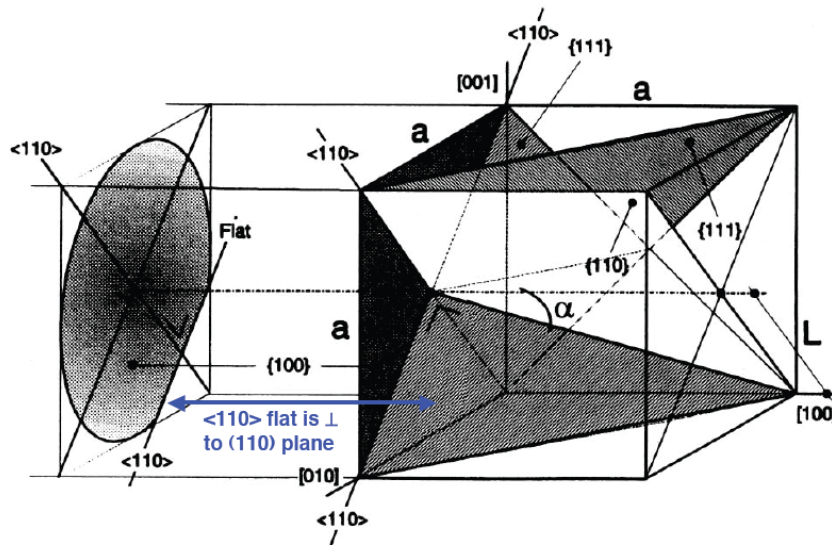


FIG. 1.12: cristallographie du silicium [Mad02]. Le silicium est un matériau qui présente une structure cristalline composée de deux réseaux cubiques faces centrées (FCC) inter-pénétrés. Le cube dans la figure montre une maille du silicium avec les surfaces et les directions indiquées par leurs indices de Miller. Un wafer de la famille de surfaces $\{100\}$ est montré à gauche de la maille. La direction $[110]$ et la direction $[1\bar{1}0]$ sont perpendiculaires et elles sont parallèles à la famille des surfaces $\{100\}$. Notons ici que la direction $[110]$ et la direction $[1\bar{1}0]$ sont des directions équivalentes, et elles appartiennent à la famille de directions $\langle 110 \rangle$ dont les directions sont des directions de clivage. Le méplat du wafer de la figure indique la famille de directions $\langle 110 \rangle$.

de la pompe.

$$P_s = \kappa z e^{-\alpha z} \cdot P_p \quad (1.31)$$

1.4.2 Émission Raman stimulée

On considère que l'effet Raman stimulé peut avoir des applications pour la réalisation d'amplifications de lumière et la réalisation de lasers. Pour l'amplification de lumière, un faisceau incident est amplifié aux dépens du faisceau de la pompe. Le principe de l'amplification du Raman est schématiquement illustré par la figure 1.13. La matière est excitée par la présence de la pompe. Si l'on fait interagir via l'effet Raman un photon pompe et un photon signal, on obtient deux photons à la longueur d'onde signal par la mécanique de l'effet Raman stimulé. On a donc un effet de "duplication de photons" à la longueur d'onde signal, ce qui correspond à la notion de l'amplification.

Les amplificateurs Raman couramment utilisés sont typiquement réalisés dans des fibres de silice. Il est possible de combiner dans une même fibre la lumière issue de plusieurs lasers de pompe à des longueurs d'ondes différentes. On peut par conséquent obtenir une amplification qui a un gain plat sur une large bande [RN98, Wal00].

La différence la plus marquée entre un laser Raman et un laser standard est l'absence d'inversion de population réelle dans un laser Raman. Le coefficient de gain Raman du silicium est assez élevé, environ 10^4 plus fort que dans la fibre en silice. Ceci a permis de générer un laser Raman pulsé dans un guide d'onde "ridge" en silicium avec une longueur en échelle relativement petite, de 2 cm de long [BJ04]. En 2005, H. Rong a démontré un laser Raman continu généré sur silicium par un guide d'onde ridge courbé de 4,8 cm de long [RJL⁺05]. Néanmoins, la dimension des composants, à l'échelle du centimètre n'est pas compatible avec l'optique intégrée.

L'approche utilisant des cristaux photoniques, qui permettent de mieux confiner les photons ainsi que de renforcer l'interaction entre la matière et la lumière dans un volume de l'ordre du micron cube, pourrait être une solution pour réaliser des com-

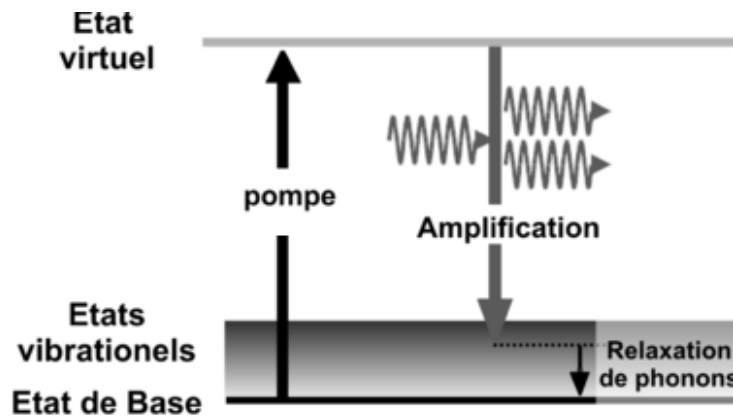


FIG. 1.13: principe de l'amplification par l'effet Raman stimulé.

posants basés sur l'effet Raman qui auraient une dimension de l'ordre de quelques microns, adapté à la notion du circuit optique intégré.

Le processus de la diffusion Raman spontanée décrit dans la sous-section précédente est typiquement un processus très faible. Néanmoins, sous excitation par un faisceau laser intense, une diffusion plus efficace peut avoir lieu. Il s'agit de la version stimulée du processus de la diffusion Raman. La diffusion Raman stimulée est typiquement un processus de diffusion très fort : dix pourcents ou plus de l'énergie du faisceau du champ incident est convertie dans la fréquence Stokes. Une autre différence entre le Raman spontané et le Raman stimulé est que le processus du Raman spontané conduit à une émission presque isotrope, tandis que le processus stimulé conduit à une émission dans un cône étroit dans la direction de propagation [Boy92].

Quand l'intensité du champ de la pompe à l'intérieur de la matière dépasse une certaine valeur seuil, le régime linéaire n'est plus valide, et le processus diffusion Raman stimulée a lieu. C'est un phénomène non-linéaire [CDJ02]. On considère que la diffusion Raman peut être appliquée à l'amplification de la lumière et à la génération de laser.

Dans le régime de la diffusion Raman stimulée, en comparaison avec le régime spontané, le gain Raman joue un rôle de plus en plus important dans la réaction entre les photons et la matière. La réaction dans ce cas là est majoritairement dominée par le phénomène non-linéaire, la diffusion Raman stimulée. On doit donc rajouter un

terme additionnel $G_r P_s$ qui représente le gain Raman à la partie droite de l'équation 1.30. On en déduit l'équation 1.32, où G_r est le coefficient du gain Raman, en unité cm^{-1} . On a $G_r = \frac{P_p(z) \cdot g_r}{A}$ avec g_r le coefficient du gain Raman en $\text{cm} \cdot \text{W}^{-1}$ et A la section efficace du guide d'onde.

$$\frac{dP_s}{dz} = -\alpha_s P_s + G_r P_s + \kappa P_p e^{(-\alpha_p z)} = -\alpha_s P_s + \frac{P_p e^{(-\alpha_p z)} \cdot g_r}{A} P_s + \kappa P_p e^{(-\alpha_p z)} \quad (1.32)$$

Si l'on simplifie le problème pour un guide d'onde court en supposant que la puissance de la pompe n'est pas absorbée ni déplétée dans le guide d'onde, et si on suppose que $\alpha_p z \ll 1$ pour des guides courts de l'ordre de 1 mm dans notre cas, on obtient une version simplifiée de l'équation 1.32 comme ci-dessous :

$$\frac{dP_s}{dz} = -\alpha_s P_s + \frac{P_p g_r}{A} P_s + \kappa P_p \quad (1.33)$$

En appliquant la condition de limite ($z = 0, P_s(0) = 0$), la solution de l'équation 1.33 nous donne la relation entre la puissance du Stokes et la puissance de la pompe dans le régime stimulé par l'expression 1.34.

$$P_s = \frac{\kappa P_p}{\alpha_s - \frac{P_p g_r}{A}} (1 - e^{-(\alpha_s - \frac{P_p g_r}{A})z}) \quad (1.34)$$

Selon cette expression, nous pouvons tracer l'évolution de la puissance de Stokes P_s en fonction de la position z sous une pompe $P_p = 100$ mW, voir la courbe bleue de la figure 1.14, en donnant $\kappa = 4 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-1}$ [CEKHB09], $A \approx 700 \times 10^{-7} \times 200 \times 10^{-7} = 1,4 \times 10^{-9} \text{ cm}^2$, $g_r = 57 \text{ cm/GW}$ [DEO⁺04] et $\alpha_s \approx 1 \text{ cm}^{-1}$. Pour faire une comparaison, nous avons tracé la même expression en régime spontané sans prendre en compte le gain Raman, voir la courbe rouge de la figure 1.14. Dans ce cas, on suppose que $G_r = \frac{P_p g_r}{A} = 0$ dans l'expression 1.34.

Si l'on néglige la diffusion spontanée dans l'équation 1.32, on peut donc retirer le terme $\kappa P_p e^{(-\alpha_p z)}$ dans l'équation 1.32. On a donc l'équation écrite à nouveau ci-dessous :

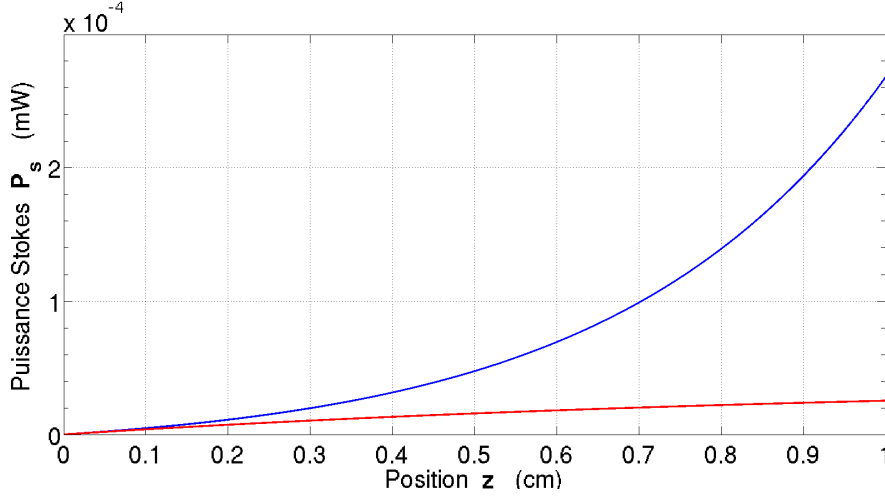


FIG. 1.14: courbe bleu : évolution de la puissance Stokes P_s en fonction de la position z en régime de diffusion Raman stimulée selon l'expression 1.34, courbe rouge : évolution de la puissance Stokes P_s en fonction de la position z en régime de diffusion Raman spontanée. Le gain Raman G_r n'est pas pris en compte dans ce cas.

$$\frac{dP_s}{dz} = -\alpha_s P_s + \frac{P_p e^{(-\alpha_p z)} \cdot g_r}{A} P_s \quad (1.35)$$

En supposant la condition de limite ($z = 0, P_s(0) = \eta$), avec η une constante, la solution de l'équation 1.35 est donnée par l'expression ci-dessous :

$$P_s = \eta e^{-\alpha_s z + \frac{P_p g_r}{\alpha_p A} (1 - e^{-\alpha_p z})} \quad (1.36)$$

1.4.3 Relation entre la diffusion Raman spontanée et stimulée

La relation entre la diffusion Raman spontanée et la diffusion Raman stimulée peut être comprise par un argument présenté dans la référence [Hel63, Boy92]. On considère que la probabilité par unité de temps que des photons soient émis dans le mode Stokes s est donnée par l'équation ci-dessous :

$$\phi_s = DN_p(N_s + 1) \quad (1.37)$$

Ici, N_p est le nombre moyen de photons du mode de la pompe, N_s est le nombre moyen de photons dans le mode Stokes S , et D est une constante de proportionnalité, dont la valeur dépend des propriétés physiques du matériau. Cette forme fonctionnelle est assumée parce que le facteur N_p conduit à la dépendance linéaire du taux de transition sur l'intensité de la pompe, comme la diffusion spontanée, et le facteur $(N_s + 1)$ conduit à la diffusion stimulée par la contribution N_s et à la diffusion spontanée par la contribution de l'unité.

Comme ϕ_s est une probabilité par unité de temps pour émettre un photon dans le mode S , le taux temporel de changement du nombre d'occupation moyen de photons pour le mode du Stokes est donné par $dN_s/dt = \phi_s$. Avec l'équation 1.37, on a donc :

$$\frac{dN_s}{dt} = DN_p(N_s + 1) \quad (1.38)$$

Si nous supposons que le mode du Stokes correspond à une onde se propageant dans la direction z positive à la vitesse c/n , nous voyons que le taux temporel du changement donné par l'équation 1.38 correspond à un taux spatial donné par l'équation ci-dessous :

$$\frac{dN_s}{dz} = \frac{1}{c/n} \frac{dN_s}{dt} = \frac{1}{c/n} DN_p(N_s + 1) \quad (1.39)$$

Nous considérons l'équation 1.39 dans deux limites opposées de $N_s \ll 1$ et $N_s \gg 1$. Pour la limite $N_s \ll 1$, où le nombre d'occupation du mode Stokes est beaucoup moins que l'unité, l'équation devient simplement :

$$\frac{dN_s}{dz} = \frac{1}{c/n} DN_p \quad (N_s \ll 1) \quad (1.40)$$

Nous supposons que la source n'est pas affectée par l'interaction et donc N_p est indépendant de z . Nous obtenons la solution de l'équation 1.40 :

$$N_s(z) = \frac{1}{c/n} DN_p z \quad (N_s \ll 1) \quad (1.41)$$

Ces deux équations 1.40 et 1.41 sont équivalentes aux équations 1.30 et 1.31, dans le cas sans perte, que nous avons présentées dans la sous-section 1.4.1.

Chapitre 1. Cristaux photoniques et diffusion Raman

La limite $N_s \ll 1$ correspond à la diffusion Raman spontanée. L'intensité du Stokes est proportionnelle à la longueur de la matière traversée pour l'effet Raman.

Au contraire, dans le cas de la limite opposée, il y a de nombreux photons dans le mode Stokes. L'équation 1.39 est donc écrite comme ci-dessous :

$$\frac{dN_s}{dz} = \frac{1}{c/n} DN_p N_s \quad (N_s \gg 1) \quad (1.42)$$

Nous supposons encore que la source n'est pas déplétée et nous obtenons la solution de l'équation 1.42 :

$$N_s(z) = N_s(0)e^{Gz} \quad (N_s \gg 1) \quad (1.43)$$

où nous avons introduit le gain Raman :

$$G = \frac{DnN_p}{c} \quad (1.44)$$

Ici, $N_s(0)$ dénote le nombre d'occupation de photon associé avec le champ Stokes à l'entrée du milieu de gain de Raman. S'il n'y a pas de champ injecté dans le milieu, $N_s(0)$ représente le bruit quantique associé à l'état de vide, qui est équivalent à un photon par mode. L'expression 1.43 décrit l'émission de la diffusion Raman stimulée et est formellement identique à l'expression 1.36 que nous avons donnée dans la section 1.4.2.

On peut relier le gain Raman G avec la susceptibilité non-linéaire Raman du silicium $\chi_{ijkl}^{(3)}$, qui représente la relation entre la polarisation non-linéaire et les champs optiques se propageant dans le silicium. Le couplage entre le mode de pompe et le mode Stokes de la cavité par la diffusion Raman stimulée peut être classiquement compris avec les polarisations non-linéaires $\mathbf{P}_i^{NL}(\omega_s)$. Nous considérons ici uniquement la contribution Raman χ_{ijkl}^R de la susceptibilité non-linéaire d'ordre 3. Nous avons donc la relation [LPA07] :

$$\mathbf{P}_i^{NL}(\omega_s) = \epsilon_0 \chi_{ijkl}^R \mathbf{E}_j(\omega_p) \mathbf{E}_k^*(\omega_p) \mathbf{E}_l(\omega_s) \quad (1.45)$$

La susceptibilité non-linéaire χ_{ijkl}^R est typiquement donnée par l'expression ci-dessous pour la partie qui nous intéresse ici :

$$\chi_{ijkl}^R(\omega_p - \omega_s) = \frac{g' \left(\sum_{n=1}^3 R_{ij}^n R_{kl}^n \right) \Omega_R^2}{(\Omega_R^2 - (\omega_p - \omega_s)^2 - 2i\Gamma_R(\omega_p - \omega_s))} \quad (1.46)$$

où les R^n sont les tenseurs Raman que nous avons présenté dans la sous-section 1.4.1, $\Omega_R/2\pi = 15,6$ THz est le décalage fréquentiel Raman et $\Gamma_R/\pi = 105$ GHz est la largeur de raie à mi-hauteur (FWHM). Le paramètre g' est lié à la polarisabilité associée avec les phonons du centre de la zone de Brillouin et est presque indépendante de la fréquence optique [LPA07]. Du fait des règles de sélection dans le silicium, toutes les composantes non nulles de χ_{ijkl}^R sont égales à χ^R .

On peut relier classiquement la susceptibilité non-linéaire χ_{ijkl}^R au coefficient du gain Raman g_r . Nous avons les équations de Maxwell qui s'écrivent comme ci-dessous pour le champ Stokes \mathbf{E}_s :

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}_s + \frac{\epsilon_s}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_s}{\partial t^2} = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}_i^{NL}(\omega_s)}{\partial t^2} \quad (1.47)$$

Dans le cas d'une onde plane se propageant selon la direction $[1 \bar{1} 0]$ (direction x) du silicium et polarisée selon la direction $[1 1 0]$ (direction y), situation correspondant à la première ligne du tableau 1.1, nous avons les expressions du champ de pompe et du champ Stokes :

$$\mathbf{E}_p = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-j(\omega_p t - k_p x)} \quad (1.48)$$

$$\mathbf{E}_s = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-j(\omega_s t - k_s x)} \quad (1.49)$$

En substituant les expressions 1.45, 1.48 et 1.49 dans l'équation 1.47, nous obtenons l'équation 1.50.

Chapitre 1. Cristaux photoniques et diffusion Raman

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}_s = \frac{\varepsilon_s \omega_s^2}{c^2} \mathbf{E}_s + \frac{\omega_s^2}{c^2} \chi^R |\mathbf{E}_p|^2 \mathbf{E}_s \quad (1.50)$$

On a donc :

$$k_s^2 \mathbf{E}_s = \left(\frac{\omega_s n_s}{c} \right)^2 \mathbf{E}_s + \frac{\omega_s^2}{c^2} \chi^R |\mathbf{E}_p|^2 \mathbf{E}_s \quad (1.51)$$

où $n_s = \sqrt{\varepsilon_s}$, qui est l'indice de réfraction Stokes. On peut ensuite déduire l'expression de k_s :

$$k_s = \sqrt{\left(\frac{\omega_s n_s}{c} \right)^2 \left(1 + \frac{1}{n_s^2} \chi^R |\mathbf{E}_p|^2 \right)} \approx \left(\frac{\omega_s n_s}{c} \right) \left(1 + \frac{1}{2n_s^2} \chi^R |\mathbf{E}_p|^2 \right) \quad (1.52)$$

où un développement limité est effectué en prenant en compte que l'effet de gain Raman est relativement faible.

En regard de l'expression du champ Stokes 1.49, nous obtenons le gain Raman en amplitude \widehat{G}_r :

$$\widehat{G}_r = -\frac{\omega_s}{2cn_s} \text{Im}(\chi^R) |\mathbf{E}_p|^2 \quad (1.53)$$

Comme le gain Raman en puissance $G_r = 2\widehat{G}_r$, nous obtenons l'expression du gain Raman en puissance G_r (cm^{-1}) :

$$G_r = -\frac{\omega_s}{cn_s} \text{Im}(\chi^R) |\mathbf{E}_p|^2 \quad (1.54)$$

Comme nous avons la densité de puissance de la pompe :

$$I_p = \frac{P_p}{A} = \frac{1}{2} \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) = \frac{1}{2} |\mathbf{E}_p|^2 \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} n_p \quad (1.55)$$

avec A la surface sur laquelle est mesurée la puissance, nous pouvons substituer l'expression de $|\mathbf{E}_p|^2$ de l'équation 1.55 dans l'expression 1.54, on peut à nouveau écrire le gain Raman G_r :

$$G_r = -\frac{2\omega_s}{cn_s n_p} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \text{Im}(\chi^R) \frac{P_p}{A} \quad (1.56)$$

On a également le coefficient du gain Raman g_r (cm/W) :

$$g_r = -\frac{2\omega_s}{cn_s n_p} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \text{Im}(\chi^R) \quad (1.57)$$

ce qui fait le lien entre les expressions précédentes du gain Raman G_r et la susceptibilité Raman χ^R .

Dans le cas d'une cavité, il est plus avantageux d'exprimer les gains et pertes non pas en cm^{-1} mais en s^{-1} et d'introduire le nombre de photons des modes Stokes et de pompe comme nous l'avons fait au début de la partie 1.4.3. Le nombre moyen de photons Stokes N_s générés dans une cavité par la diffusion Raman des N_p photons de pompe est donné par les équations de taux 1.58 et 1.59, qui représente un bilan des nombres de photons N_s et N_p dans une cavité, où $\tau_{s(p)}$ sont le temps de vie du photon Stokes (pompe) dans le résonateur, G est le gain grâce à la diffusion Raman stimulée, κ_{in} est une fonction de la puissance pompe P_p reliant le nombre de photons de pompe injectés par unité de temps dans la cavité. Si on considère le taux de la diffusion Raman spontanée dans un semi-conducteur massif pour une polarisation et une orientation de pompe donnée, τ_r^{-1} , le taux d'émission Raman spontanée dans un mode d'une cavité particulière peut être décrit comme $\Lambda_r = F_r/\tau_r$, où F_r est le facteur de renforcement de Purcell pour l'émission de diffusion Raman [CHEKB10] et $\gamma\tau_r^{-1}$ est le taux d'émission spontanée dans tous les autres modes y compris les modes de continuum.

$$\frac{dN_s}{dt} = -\frac{N_s}{\tau_s} + \Lambda_r N_p + GN_p N_s \quad (1.58)$$

$$\frac{dN_p}{dt} = -\frac{N_p}{\tau_p} - (\Lambda_r + \frac{\gamma}{\tau_r})N_p - GN_p N_s + \kappa_{in} P_p \quad (1.59)$$

L'équation 1.58 indique que la variation du nombre de photons N_s vient des pertes de la cavité $-\frac{N_s}{\tau_s}$, de l'effet Raman spontané $+\Lambda_r N_p$, et de l'effet Raman stimulé $+GN_p N_s$. En parallèle, l'équation 1.59 décrit la variation de nombre de photons N_p

par rapport aux quatre termes : les pertes de la cavité $-\frac{N_p}{\tau_p}$, l'effet Raman spontané $-(\Lambda_r + \frac{\gamma}{\tau_r})N_p$, l'effet Raman stimulé $-GN_pN_s$ et l'alimentation par la pompe $+\kappa_{in}P_p$. D'après l'équation 1.38, nous avons $\Lambda_r = G$.

Ces équations sont formellement similaires à celles utilisé pour des micro-cavités typiques des lasers à semi-conducteur, si τ_p est interprété comme le temps de vie non-radiatif et τ_r comme le temps de vie radiatif [BY91]. La valeur du gain Raman G dans le cas d'une cavité sera donnée dans la section 4.3 du chapitre 4.

1.5 Simulation des structures à cristaux photoniques

Plusieurs techniques numériques ont déjà été développées pour simuler les structures à cristaux photoniques. On peut citer la méthode des ondes planes [LL90], la méthode des matrices de transfert [PM92], la méthode de diffraction [May94], la méthode des matrices de diffusion [WC99, BNM⁺01], la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain) [QAK⁺01]. Parmi celles-ci, les plus répandues et celles que nous avons utilisées dans ce travail de thèse sont la méthode des ondes planes et la FDTD. Nous allons donc rapidement détailler ces deux méthodes.

1.5.1 Méthode des ondes planes

La méthode des ondes planes est adaptée pour simuler des structures périodiques supposées de dimensions infinies. Elle permet de déterminer le diagramme de dispersion de la structure. Elle nous permet aussi de calculer la distribution des champs électriques et magnétiques de chacun des modes propres dans la structure ainsi que la densité d'états.

En appliquant le théorème de Bloch, nous pouvons exprimer la fonction propre du champ magnétique sous la forme : $\mathbf{H}_{\vec{k}}(\vec{r}) = e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}}\mathbf{u}_{\vec{k}}(\vec{r})$, où $\mathbf{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) = \mathbf{u}_{\vec{k}}(\vec{r} + \vec{R})$ est une fonction périodique sur la cellule pour les \vec{R} qui sont tous des multiples de la périodicité diélectrique, \vec{k} est le vecteur d'onde, et \vec{r} est le vecteur de position [Joa08]. Donc, toutes les informations des modes électromagnétiques sont données

1.5. Simulation des structures à cristaux photoniques

par le vecteur d'onde \vec{k} et la fonction périodique $\mathbf{u}_{\vec{k}}(\vec{r})$. Pour décomposer $\mathbf{u}_{\vec{k}}(\vec{r})$, nous pouvons insérer cet état de Bloch dans l'équation 1.9 :

$$\begin{aligned} \nabla \times \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}} \mathbf{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) &= \left(\frac{\omega(\vec{k})}{c} \right)^2 e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}} \mathbf{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) \\ \implies (j\vec{k} + \nabla) \times \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} (j\vec{k} + \nabla) \times \mathbf{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) &= \left(\frac{\omega(\vec{k})}{c} \right)^2 \mathbf{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) \end{aligned} \quad (1.60)$$

Il est possible de développer la fonction périodique $\mathbf{u}_{\vec{k}}(\vec{r})$ en série de Fourier : $\mathbf{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \vec{c}_{\vec{G}}(\vec{k}) e^{j\vec{G}\cdot\vec{r}}$, où \vec{G} est un vecteur du réseau réciproque et $\vec{c}_{\vec{G}}$ est le coefficient de la série de Fourier. Les développements en séries peuvent être exprimés dans une base tronquée composée de N ondes planes. La diagonalisation, qui doit être effectuée pour chaque valeur de \vec{k} , permet alors de déterminer les valeurs propres $\omega_n(\vec{k})$ (n est le numéro de la bande et sert à numéroter les valeurs propres). Les valeurs de \vec{k} sont limitées à certaines directions de symétrie de la première zone de Brillouin. Les courbes de dispersion du cristal photonique (le diagramme de bandes du cristal) sont obtenues. Cette méthode nous permet de modéliser des structures à cristaux photoniques aisément et d'en calculer le diagramme des bandes, les champs électromagnétiques ainsi que la vitesse de groupe en un temps relativement court, grâce à l'optimisation des algorithmes [Joa08].

Pour simuler une structure à cristaux photoniques, on définit une cellule, qui peut être uniquement le motif du cristal photonique pour un cristal sans défauts ou peut aussi être de dimension plus grande pour tenir compte d'un défaut ponctuel ou linéique dans le cristal. On définit aussi un réseau périodique selon lequel cette cellule est reproduite pour couvrir entièrement l'espace.

Le logiciel que nous avons utilisé dans cette thèse pour modéliser les structures par la méthode des ondes planes s'appelle «MPB». Développé au Massachusetts Institute of Technology, il emploie une transformée de Fourier rapide spatiale (FFT) pour calculer l'opérateur appliqué au champ $\mathbf{u}_{\vec{k}}$ dans la partie gauche de l'équation 1.60 en évitant de construire une matrice pleine qui cause une consommation inutile de temps de calcul.

1.5.2 Méthode FDTD

La FDTD est la méthode la plus reconnue et populaire pour le calcul en électromagnétisme. Cette méthode est particulièrement adaptée à l'étude de la réponse spectrale d'un système non nécessairement périodique [JJ01, Taf07]. Elle reproduit numériquement la propagation des ondes électromagnétiques dans le domaine temporel et dans l'espace réel. La FDTD a été largement utilisée pour le calcul des propriétés de radiation des cristaux photoniques de dimensions finies [KNM⁺06] et de leur transmission spectrale [QAK⁺01]. Dans le cas où certaines directions de la structure sont périodiques, il est possible d'utiliser à la fois des conditions périodiques et des conditions absorbantes sur la même structure. Par exemple, pour la simulation d'un guide d'onde à cristaux photoniques. La référence [CELB07] nous donne un exemple sur la simulation du guide d'onde pour obtenir sa transmission. Les conditions de PML (Perfectly Matched Layer) [Ber94] sont définies pour avoir une adaptation d'impédance avec un espace homogène et pour éliminer toute réflexion, basées sur le placement d'un absorbant artificiel sur le bord de la structure. Cet absorbant ne réfléchit pas la lumière et les conditions de PML peuvent donc être appliquées pour simuler un espace ouvert. Les réponses fréquentielles de la structure simulée sont principalement déduites par la transformée de Fourier de l'évolution temporelle du champ étudié extrait d'une position spatiale donnée. Une source est donc introduite à une position définie dans la structure. Cette source est généralement ponctuelle, impulsionnelle et de durée suffisamment courte afin d'avoir un spectre en fréquence relativement large.

La FDTD nous permet d'obtenir toutes les fréquences des modes résonants à l'aide d'une seule simulation, en mettant une source présentant un spectre relativement large de fréquences, ce qui est assez pratique dans les études sur les résonances des structures. Cependant, dans ce cas là, plusieurs modes seront excités par la source, si l'on ne prend pas de précautions particulières. Il nous faut par conséquent effectuer une deuxième simulation pour obtenir la répartition spatiale d'un mode excité. Une première simulation vise à obtenir les fréquences propres d'un grand nombre de modes propres et identifier précisément la fréquence propre d'un mode d'intérêt. Une seconde simulation avec une source excitée exactement à la fréquence désirée, avec une largeur spectrale Δf très fine, permet l'extraction de la distribution spatiale

de ce mode d'intérêt. D'ailleurs, cette méthode de calcul est relativement lente et demande beaucoup de ressources informatiques car les champs sont calculés en tous points de la structure, et pour tous les incréments de temps [OSK04].

Les simulations par la méthode FDTD dans le travail de cette thèse ont été principalement mises en oeuvre par le logiciel «MEEP» qui a été développé sous Linux par des chercheurs du Massachusetts Institute of Technology. Il permet d'enregistrer les champs électromagnétiques à différents endroits du domaine spatial de simulation. Ces données enregistrées seront traitées, par un programme sous Matlab développé par X. Checoury [CCL⁺05, CBL⁺05a] basé sur la méthode de Prony [Mar87, VPVP94], afin d'obtenir les temps de vie et les fréquences des modes résonnants.

1.6 Conclusion

Ce chapitre a permis de poser premièrement les bases théoriques des cristaux photoniques à la faveur de la solution des équations de Maxwell. Nous avons principalement fabriqué dans ce travail de thèse des structures à cristaux photoniques 2D à cause de ses avantages en termes de compatibilité avec l'optique intégrée et de sa facilité relative de fabrication. L'effet de la troisième dimension des cristaux photoniques 2D et le guidage de la lumière par la réflexion totale, ont été brièvement présentés. Nous avons vu qu'un cristal photonique planaire possède des pertes intrinsèques hors du plan dans la région du diagramme de bandes située dans le cône de lumière.

Ensuite, les guides d'onde W1 et des cavités de trois types différents basés sur les cristaux photoniques 2D ont été présentés (cavité à défaut ponctuel, cavité à double hétéro-structures et cavité à modulation locale de largeur de défaut linéique). Nous avons ensuite évoqué brièvement la notion de lumière lente et de vitesse de groupe, que l'on rencontre dans les cristaux photoniques. Nous profiterons de ces propriétés pour la réalisation du laser Raman. Les définitions du facteur de qualité dans le domaine temporel et fréquentiel, qui correspondent à deux méthodes de caractérisations du facteur de qualité d'une cavité ainsi que le calcul du volume modal des cavités ont été décrites. L'état de l'art des facteurs de qualité que ces

Chapitre 1. Cristaux photoniques et diffusion Raman

cavités ont pu atteindre a été présenté dans cette partie. Un facteur de qualité hyper-élevé de l'ordre de 2 à 3 millions a été obtenu ces dernières années.

Les principes de l'effet Raman, spontané et stimulé, ont été également présentés dans ce chapitre. L'effet Raman est une possibilité pour surmonter la limitation physique de l'inefficacité de conversion "électron-à-photon" du silicium, qui est un matériau à bande interdite électronique indirecte. De plus, le coefficient de gain Raman du silicium est très élevé par rapport à celui de la silice. Ceci représente une opportunité pour réaliser des composants à l'échelle de l'ordre de quelques microns et en particulier compatibles avec la notion d'optique intégrée. Nous avons étudié les deux effets Raman, spontané et stimulé, dans le cas d'un guide d'onde en regard de la relation entre la puissance de la pompe et la puissance du signal Stokes. L'amplification basée sur l'effet Raman stimulé a été schématiquement illustrée dans cette partie. De plus, nous avons présenté l'état de l'art mondial de la réalisation du laser Raman en silicium. L'avantage des cristaux photoniques pour la réalisation du laser Raman en silicium vient de leurs propriétés de confinement des photons. Les cristaux photoniques permettent ainsi de minimiser la taille des composants. La relation entre l'effet Raman spontané et stimulé a été décrite par un modèle simple, qui présente deux cas de limites extrêmes correspondant à l'effet spontané et stimulé respectivement. Nous avons également étudié l'effet Raman dans le cas d'une cavité à l'aide d'équations à taux de population, qui représente la relation entre le nombre moyen de photons de la pompe et du Stokes dans la cavité.

A la fin de ce chapitre, deux méthodes numériques (ondes planes et FDTD) pour le calcul théorique des cristaux photoniques ont été présentées. Deux programmes développés par les chercheurs du MIT (MPB et MEEP) correspondant à ces deux méthodes ont été utilisés dans cette thèse pour la modélisation numérique des structures. La méthode des ondes planes vise principalement à la génération du diagramme de bandes pour les structures présentant des constantes diélectriques périodiques. La FDTD a été largement utilisée pour le calcul des propriétés de radiation des cristaux photoniques, en particulier le calcul du facteur de qualité en définissant une source ponctuelle appropriée à l'intérieur de la structure.

1.7 Bibliographie du chapitre 1

- [AASN03] Y. Akahane, T. Asano, B. S. Song, and S. Noda. High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal. *Nature*, 425(6961) :944–947, 2003.
- [Ber94] J. P. Berenger. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic-waves. *Journal Of Computational Physics*, 114(2) :185–200, 1994.
- [BJ04] O. Boyraz and B. Jalali. Demonstration of a silicon raman laser. *Optics Express*, 12(21) :5269–5273, 2004.
- [BLC⁺06] H. Benisty, J. M. Lourtioz, A. Chelnokov, S. Combrie, and X. Checoury. Recent advances toward optical devices in semiconductor-based photonic crystals. *Proceedings Of The Ieee*, 94 :997–1023, 2006.
- [BNM⁺01] L. C. Botten, N. A. Nicorovici, R. C. McPhedran, C. M. de Sterke, and A. A. Asatryan. Photonic band structure calculations using scattering matrices. *Physical Review E*, 64(4), 2001.
- [Boy92] R. W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, 1992.
- [BY91] G. Bjork and Y. Yamamoto. Analysis of semiconductor microcavity lasers using rate equations. *IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS*, 27(11) :2386–2396, November 1991.
- [CBL⁺05a] X. Checoury, P. Boucaud, J. M. Lourtioz, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, D. Mulin, J. Valentin, F. Lozes-Dupuy, F. Pomme-reau, C. Cuisin, E. Derouin, O. Drisse, L. Legouezigou, F. Lelarge, F. Poingt, G. H. Duan, and A. Talneau. 1.5 μm room-temperature emission of square-lattice photonic-crystal waveguide lasers with a single line defect. *Applied Physics Letters*, 86(15) :151111, 2005.
- [CC95] L. A. Coldren and W. Corzine. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. John Wiley & Sons, 1995.

Chapitre 1. Cristaux photoniques et diffusion Raman

- [CCL⁺05] X. Checoury, P. Crozat, J. M. Lourtioz, C. Cuisin, E. Derouin, O. Drisse, F. Poigt, L. Legouezigou, O. Legouezigou, P. Pomme-reau, G. H. Duan, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, D. Mulin, F. Lozes-Dupuy, and A. Talneau. Single-mode in-gap emission of medium-width photonic crystal waveguides on InP substrate. *Optics Express*, 13(18) :6947–6955, 2005.
- [CDHJ02] R. Claps, D. Dimitropoulos, Y. Han, and B. Jalali. Observation of raman emission in silicon waveguides at 1.54 μm . *OPTICS EXPRESS*, 10(22) :1305–1313, NOV 04 2002.
- [CDJ02] R. Claps, D. Dimitropoulos, and B. Jalali. Stimulated raman scattering in silicon waveguides. *ELECTRONICS LETTERS*, 38 :1352, 2002.
- [CDRTB08] S. Combrie, A. De Rossi, Q. V. Tran, and H. Benisty. GaAs photonic crystal cavity with ultrahigh Q : microwatt nonlinearity at 1.55 μm . *Optics Letters*, 33(16) :1908–1910, 2008.
- [CEKHB09] X. Checoury, M. El Kurdi, Z. Han, and P. Boucaud. Enhanced spontaneous Raman scattering in silicon photonic crystal waveguides on insulator. *Optics Express*, 17(5) :3500–3507, 2009.
- [CELB07] X. Checoury, S. Enoch, C. Lopez, and A. Blanco. Stacking patterns in self-assembly opal photonic crystals. *Applied Physics Letters*, 90(16) :161131, 2007.
- [CHEKB10] X. Checoury, Z. Han, M. El Kurdi, and P. Boucaud. Deterministic measurement of the Purcell factor in microcavities through Raman emission. *PHYSICAL REVIEW A*, 81(3), MAR 2010.
- [DCJ03] D. Dimitropoulos, R. Claps, and B. Jalali. Nonlinear optics in silicon waveguides : stimulated raman scattering and two-photon absorption. *Proc. SPIE*, 4987 :140–148, 2003.

- [DEO⁺04] J. I. Dadap, R. L. Espinola, R. M. Osgood, S. J. McNab, and Y. A. Vlasov. Spontaneous Raman scattering in ultrasmall silicon waveguides. *Optics Letters*, 29(23) :2755–2757, 2004.
- [GKE⁺05c] H. Gersen, T. J. Karle, R. J. P. Engelen, W. Bogaerts, J. P. Korterik, N. F. van Hulst, T. F. Krauss, and L. Kuipers. Real-space observation of ultraslow light in photonic crystal waveguides. *Phys Rev Lett*, 94(7) :073903, 2005.
- [Hel63] R. W. Hellwarth. Theory of stimulated raman scattering. *Phys. Rev.*, 130(5) :1850–1852, Jun 1963.
- [IKS⁺02] K. Inoue, N. Kawai, Y. Sugimoto, N. Carlsson, N. Ikeda, and K. Asakawa. Observation of small group velocity in two-dimensional AlGaAs-based photonic crystal slabs. *Physical Review B*, 65(12), 2002.
- [Jal06] Bahram Jalali. Silicon lasers. *APS NEWS*, 15 :3, 2006.
- [JCDR04] B. Jalali, R. Claps, D. Dimitropoulos, and V. Raghunathan. Light generation, amplification, and wavelength conversion via stimulated raman scattering in silicon microstructures. *Silicon Photonics*, 94 :199–238, 2004.
- [JJ01] Steven Johnson and John Joannopoulos. Block-iterative frequency-domain methods for maxwell’s equations in a planewave basis. *Opt. Express*, 8(3) :173–190, 2001.
- [JLF⁺05] Rune Jacobsen, Andrei Lavrinenko, Lars Frandsen, Christophe Peucheret, Beata Zsigri, Gaid Moulin, Jacob Fage-Pedersen, and Peter Borel. Direct experimental and numerical determination of extremely high group indices in photonic crystal waveguides. *Opt. Express*, 13(20) :7861–7871, 2005.
- [Joa08] John D. Joannopoulos. *Photonic crystals - molding the flow of light*. Princeton University Press, 2008.

Chapitre 1. Cristaux photoniques et diffusion Raman

- [JPR06] B. Jalali, M. Paniccia, and G. Reed. Silicon photonics. *Ieee Microwave Magazine*, 7(3) :58–68, 2006.
- [JYY⁺98] B. Jalali, S. Yegnanarayanan, T. Yoon, T. Yoshimoto, I. Rendina, and F. Copping. Advances in silicon-on-insulator optoelectronics. *Ieee Journal Of Selected Topics In Quantum Electronics*, 4(6) :938–947, 1998.
- [KNM⁺06] E. Kuramochi, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya, T. Tanabe, and T. Watanabe. Ultrahigh-Q photonic crystal nanocavities realized by the local width modulation of a line defect. *Applied Physics Letters*, 88 :041112, 2006.
- [LL90] K. M. LEUNG and Y. F. LIU. Photon band structures - the plane-wave method. *Physical Review B*, 41(14) :10188–10190, 1990.
- [LPA07] Q. Lin, O. J. Painter, and G. P. Agrawal. Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides : Modeling and applications. *Optics Express*, 15 :16604–16644, 2007.
- [Mad02] Marc J. Madou. *Fundamentals of microfabrication : the science of miniaturization*. CRC Press, 2002.
- [Mar87] S. L. Marple. *Digital spectral analysis with applications*. Prentice-Hall, New Jersey, 1987.
- [May94] D. Maystre. Electromagnetic study of photonic band gaps. *Pure Appl. Opt.*, 3 :975–993, 1994.
- [NYS⁺01] M. Notomi, K. Yamada, A. Shinya, J. Takahashi, C. Takahashi, and I. Yokohama. Extremely large group-velocity dispersion of line-defect waveguides in photonic crystal slabs. *Physical Review Letters*, 87(25) :253902, December 2001.
- [OIY⁺04] S. P. Ogawa, M. Imada, S. Yoshimoto, M. Okano, and S. Noda. Control of light emission by 3D photonic crystals. *Science*, 305(5681) :227–229, 2004.

- [OSK04] Y. Ohtera, Y. Sasaki, and S. Kawakami. Postprocessing of FDTD solutions for precise calculations of eigenfrequencies of photonic periodic structures utilizing the variational expression. *Journal Of Lightwave Technology*, 22 :1628–1636, 2004.
- [PA98] P. J. Petersan and S. M. Anlage. Measurement of resonant frequency and quality factor of microwave resonators : Comparison of methods. *Journal Of Applied Physics*, 84(6) :3392–3402, 1998.
- [PM92] J. B. PENDRY and A. MACKINNON. Calculation of photon dispersion-relations. *Physical Review Letters*, 69(19) :2772–2775, 1992.
- [QAK⁺01] M. Qiu, K. Azizi, A. Karlsson, M. Swillo, and B. Jaskorzynska. Numerical studies of mode gaps and coupling efficiency for line-defect waveguides in two-dimensional photonic crystals. *Physical Review B*, 64(15), 2001.
- [RJL⁺05] H. S. Rong, R. Jones, A. S. Liu, O. Cohen, D. Hak, A. Fang, and M. Paniccia. A continuous-wave Raman silicon laser. *Nature*, 433(7027) :725–728, February 2005.
- [RN98] K. Rottwitt and M. Nissov. analysis of raman amplifiers for long-haul transmission. *Proceedings of the Optical Fiber Communication Conference*, page TUG1, 1998.
- [Sak05] K. Sakoda. *Optical Properties of Photonic crystals*. Springer, 2005.
- [SAN06] Bong-Shik Song, Takashi Asano, and Susumu Noda. Physical origin of the small modal volume of ultra-high- Q photonic double-heterostructure nanocavities. *New Journal of Physics*, 8(9) :209, 2006.
- [SNAA05] B. S. Song, S. Noda, T. Asano, and Y. Akahane. Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity. *Nature Materials*, 4(3) :207–210, 2005.

Chapitre 1. Cristaux photoniques et diffusion Raman

- [Taf07] A. Taflove. A perspective on the 40-year history of FDTD computational electrodynamics. *Applied Computational Electromagnetics Society Journal*, 22(1) :1–21, 2007.
- [TH73] P. A. Temple and C. E. Hathaway. Multiphonon Raman spectrum of silicon. *Phys. Rev. A*, 7 :3685, 1973.
- [TSK⁺07] Takasumi Tanabe, Akihiko Shinya, Eiichi Kuramochi, Shingo Kondo, Hideaki Taniyama, and Masaya Notomi. Single point defect photonic crystal nanocavity with ultrahigh quality factor achieved by using hexapole mode. *Applied Physics Letters*, 91(2) :021110, 2007.
- [VM06] Y. A. Vlasov and S. J. McNab. Coupling into the slow light mode in slab-type photonic crystal waveguides. *Optics Letters*, 31(1) :50–52, 2006.
- [VOHM05] Y. A. Vlasov, M. O’Boyle, H. F. Hamann, and S. J. McNab. Active control of slow light on a chip with photonic crystal waveguides. *Nature*, 438(7064) :65–69, 2005.
- [VPVP94] L. A. VIELVA, J. A. PEREDA, A. VEGAS, and A. PRIETO. Simulating 3d wave-guide discontinuities using a combination of prony’s method and fdtd with improved absorbing boundary-conditions. *Iee Proceedings-Microwaves Antennas And Propagation*, 141(2) :127–132, 1994.
- [Wal00] K. L. Walker. Status and challenges of optical fiber amplifiers and lasers. *Optical Amplifiers and their applications*, OSA, page OMB2, 2000.
- [WC99] D. M. Whittaker and I. S. Culshaw. Scattering-matrix treatment of patterned multilayer photonic structures. *Physical Review B*, 60(4) :2610–2618, 1999.
- [WCT⁺06] Evelin Weidner, Sylvain Combrie, Nguyen-Vi-Quynh Tran, Alfredo De Rossi, Julien Nagle, Simone Cassette, Anne Talneau, and

- Henri Benisty. Achievement of ultrahigh quality factors in GaAs photonic crystal membrane nanocavity. *Applied Physics Letters*, 89(22) :221104, 2006.
- [Yab87] Eli Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Phys. Rev. Lett.*, 58(20) :2059–2062, May 1987.
- [Yar97] A. Yariv, editor. *Optical Electronics in Modern Communications*. Oxford University Press, 1997.
- [YW05] Xiaodong Yang and Chee Wei Wong. Design of photonic band gap nanocavities for stimulated Raman amplification and lasing in monolithic silicon. *Opt. Express*, 13(12) :4723–4730, 2005.
- [YY06] J. Q. Yao and Y. Z. Yu. *Optoelectronic Technology*. Higher Education Press, 2006.

Chapitre 2

Fabrication des cristaux photoniques et méthodes de caractérisation

2.1 Introduction

En introduisant des défauts dans un cristal photonique de manière contrôlée, on est capable de réaliser des dispositifs optiques élémentaires pour l'optique intégrée. Ils peuvent être combinés pour réaliser des architectures complexes à grande échelle. La fabrication de telles structures exige une technique de lithographie avec un niveau de précision très élevé. Un certain nombre de techniques de lithographie pour les dispositifs à cristaux photoniques ont été proposées. La lithographie par Ultra-Violet Profond [SSMK06, BWT⁺02] est parallèle et rapide. Par contre, elle ne peut pas reproduire des coins abrupts à cause de la diffraction optique et les effets de proximité doivent être compensés au niveau du design du masque. La lithographie interférométrique à faisceaux laser (LIL : Laser Interference Lithography) [XZHB08, YLW08, VNvW⁺01] et la lithographie holographique (HL : Holographic Lithography) [MLZW06, AKJ10] sont rapides, économiques et appropriées pour les cristaux photoniques de grande surface. Néanmoins, elles permettent difficilement d'introduire des défauts précisément alignés avec les autres composants optiques intégrés. (e.g. guides d'onde d'accès ridge utilisés pour le couplage de la lumière). Le faisceau d'ions focalisé (FIB : Focused Ion Beam) a été appliqué sur

Chapitre 2. Fabrication des cristaux photoniques et méthodes de caractérisation

le silicium macro-poreux pour fabriquer les cristaux photoniques 3D [CWR⁺00] et sur InP pour fabriquer une cavité basée sur des cristaux photoniques 2D [AKJ10]. La lithographie électronique (EBL : E-Beam Lithography) est la méthode la plus commune pour la fabrication des cristaux photoniques, 2D particulièrement. Elle est très précise (résolution typique <5 nm). La résolution du système de lithographie électronique Raith 150 installé dans la salle blanche de l'IEF est théoriquement de 2 nm et un autre système Nanobeam 100kV, qui à la fin de cette thèse est en cours d'installation dans la salle blanche de l'IEF, a une résolution théorique de 1 nm. Une étude systématique sur la stabilité, la distorsion intra-champ et l'erreur de raccord des champs d'écriture du système Raith 150 a été effectuée, qui est décrit précisément dans l'article [GHS01]. Il a montré que la déviation positionnelle du faisceau d'électrons par rapport au temps a été mesurée comme inférieure à 6 nm/min et la déviation rotationnelle comme inférieure à 0,1 μ rad/min. L'erreur de raccord de champs (stitching error) est un problème principal pour le système Raith 150 qui dégrade la précision en position de l'écriture de faisceau. Elle est liée au déplacement de la platine mécanique dont les principes seront détaillés dans la section 2.2.4. Un test sur les erreurs de raccord de champs concernant une surface comportant quatre champs d'écriture liés avec un déplacement de la platine dans les deux directions x et y a été présenté dans cet article qui montre une erreur de raccord de champs maximale pour le quatrième champ de 15,4 nm [GHS01]. En conséquence, pour une grande surface comportant un grand nombre de champs d'écriture, il est donc nécessaire d'effectuer un grand nombre de déplacements mécaniques de la platine et les erreurs de raccord de champs sont accumulées et croissantes. De plus, la durée du processus de lithographie électronique est relativement longue en comparaison avec celle de la lithographie optique UV. Par exemple, une lithographie électronique de 20 kV par le système Raith 150 effectuée sur un substrat de 2 pouces pourrait durer quelques jours, en fonction de la complexité des motifs. Au contraire, une lithographie optique UV, qui expose la résine par une lampe ultraviolet d'un coup sur tout le substrat, dure juste quelques dizaines secondes ou même quelques minutes, et ceci de manière quasiment indépendante de la complexité des motifs.

Après l'étape de lithographie, on doit transférer les motifs dans la couche utile, le silicium dans notre cas. Cette étape peut être réalisée à travers un processus de gra-

vure anisotrope. Les cristaux photoniques imposent des contraintes rigoureuses : le profil de gravure doit avoir une rugosité minimale de surface et un flanc vertical. De plus, la profondeur de gravure doit être précisément contrôlée. Un certain nombre de techniques de gravure ont été développées. La gravure RIE (Reactive Ion Etching) est connue comme une gravure sèche typique. L'équipement est constitué de deux électrodes planes. Le substrat est positionné sur l'électrode inférieure et une tension RF est appliquée entre les deux électrodes pour produire le plasma. Le champ électrique alternatif (13,56 MHz) permet aux électrons présents de gagner suffisamment d'énergie pour ioniser des atomes. Les électrons ainsi libérés vont à leur tour participer à l'ionisation du gaz. C'est le plasma du gaz généré qui attaque le substrat. Dans le cas d'un réacteur ICP (Inductively Coupled Plasma), un champ électromagnétique RF est induit dans le plasma par une bobine externe. En pratique, la bobine, enroulée autour d'un tube isolant, génère un plasma par l'action d'un champ magnétique RF. L'énergie des ions peut être facilement contrôlée en polarisant le substrat par une alimentation RF ou DC indépendante de celle de la source. Cette technique peut être appliquée avec succès pour obtenir des structures à cristaux photoniques ayant une anisotropie élevée et une rugosité des flancs basses [MMV03]. Dans ce chapitre, nous présentons d'abord les procédés de fabrication des structures expérimentales à cristaux photoniques, en utilisant plusieurs techniques de nanotechnologies comme la lithographie, la gravure sèche anisotrope, la découpe précise et la gravure humide, etc. Ensuite, plusieurs optimisations du procédé de lithographie électronique que nous avons effectuées sont présentées. À la fin de ce chapitre, les dispositifs de caractérisation optique de nos échantillons seront décrits accompagnés des schémas des montages expérimentaux.

2.2 Procédés de la fabrication des structures expérimentales à cristaux photoniques

2.2.1 Préparation de fichiers de masque sous forme GDS pour la lithographie électronique

Les structures étudiées comportent globalement une zone utile en cristaux photoniques au milieu, soit une cavité, soit un guide d'onde, et deux guides d'accès ridge couplés en chaque extrémité de cette zone utile. Cette structure globale est schématiquement montrée sur la figure 2.1. La longueur totale de la structure est 500 μm . Dans le cas d'une structure en membrane, les deux guides ridge d'accès sont suspendus par des nano-poutrelles. Chaque guide d'onde d'accès utilisé pour injecter la lumière dans la zone utile contient trois parties. La première partie est un "taper" inversé utilisé pour améliorer le couplage de l'espace libre au guide d'onde ridge mono-mode. La deuxième partie est un guide d'onde mono-mode qui est suspendu par des nano-poutrelles. La troisième partie est un taper inversé qui permet un couplage efficace du guide mono-mode à la zone active en cristaux photoniques.

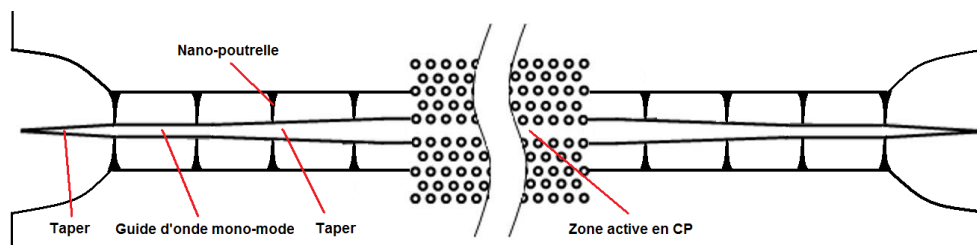


FIG. 2.1: structure expérimentale globale des guides d'onde et des cavités à cristaux photoniques.

Le fichier de masque pour la lithographie électronique est un fichier de données sous forme GDSII qui décrit le dessin des motifs. Comme nos structures expérimentales sont assez compliquées et dépendent d'une dizaine de paramètres dimensionnels et comme une centaine de structures expérimentales sont réalisées sur chaque échantillon à chaque lithographie électronique, on utilise le logiciel L-edit, qui est un logiciel commercial pour le dessin de circuits intégrés capable de générer les fichiers GDSII. L'avantage de L-edit est qu'il supporte la programmation en langage

2.2. Procédés de la fabrication des structures expérimentales à cristaux photoniques

C pour générer des modules de structures, permettant la génération automatique du dessin de la structure. On peut donc générer une structure expérimentale automatiquement en configurant simplement les paramètres dimensionnels de cette structure dès qu'on a programmé cette structure sous forme de module. Cela nous permet de diminuer efficacement la durée de design et la génération du fichier de masque et réduire les risques d'erreur.

2.2.2 Préparation de substrat

Le substrat sur lequel que nous avons réalisé les structures expérimentales à cristal photonique est un substrat type SOI (Silicon On Insulator) avec le vecteur normal en orientation cristallographique $[0\ 0\ 1]$, qui comporte trois couches : une couche mince de silicium pur de 200 nm d'épaisseur en haut de la plaque, une couche de silice épaisse de 2 μm au milieu et une couche de silicium de 750 μm comme substrat. Le wafer SOI original a un diamètre de 8 pouces (diamètre 200 mm) et est fourni par la société SOITEC à Grenoble.

Le substrat est tout d'abord traité par un procédé de nettoyage. Un processus complet de nettoyage par la méthode classique RCA (Radio Corporation of America) peut être effectué. Il comporte quatre étapes : SPM, HF/DHF, APM (SC-1) et HPM (SC-1). Notons ici que SC est l'abréviation anglaise de "Standard Clean".

– SPM

Il correspond à un nettoyage par un mélange de $H_2SO_4/H_2O_2/H_2O$ à 110~130 °C. Il sert à l'enlèvement des contaminations organiques.

– HF/DHF

Le nettoyage par de l'acide *HF* ou *DHF* (dilute hydrofluoric acid) à 20~25°C, sert à l'enlèvement des oxydes et des contaminations métalliques à la surface de substrat.

– APM (SC-1)

Il correspond à un mélange de produits chimiques de $NH_4OH / H_2O_2 / H_2O$ en proportion 1 : 1 : 5 à 60~80 °C, qui est utilisé pour enlever les particules organiques sur le silicium.

– HPM (SC-1)

Le nettoyage par un mélange de $HCl/H_2O_2/H_2O$ à 60~80 °C, enlève des contaminations métalliques du substrat et fonctionne comme un agent d'oxydation.

Chapitre 2. Fabrication des cristaux photoniques et méthodes de caractérisation

Dans cette thèse, au lieu d'effectuer un processus RCA complet, nous avons typiquement effectué le nettoyage par deux méthodes simplifiées, soit par l'étape standard APM (SC-1) de la RCA, soit par la méthode solvant tout simplement. Pour la méthode solvant, le substrat est simplement rincé par l'acétone. Une chauffe de l'acétone et un processus court de traitement par ultrason sont fortement conseillés, s'il y a des saletés qui sont difficiles à enlever. L'isopropanol ou l'éthanol est utilisé pour enlever l'acétone en fin de rinçage. Un rinçage à l'eau déionisée est exécuté à la fin pour les deux méthodes.

2.2.3 Enrésinement

La lithographie électronique nécessite d'utiliser un masque de résine qui est sensible à l'insolation électronique. Il s'agit d'une résine à amplification chimique qui permet de générer des réactions chimiques en chaîne à l'échelle moléculaire pendant le développement de la résine après l'insolation de celle-ci par le faisceau d'électrons. Considérant la bonne résistance à l'étape de gravure sèche ultérieure et la bonne résolution à l'échelle nanométrique, une couche mince de résine électronique ZEP 520A est déposée par la méthode de "spin-coating". C'est grâce à la bonne sélectivité entre le silicium et la ZEP 520A lors de l'étape de gravure sèche ultérieure, que nous avons choisi cette résine comme masque. Autrement dit, la vitesse d'attaque de la résine pendant la gravure sèche ultérieure que nous présenterons dans la sous-section 2.2.5, est beaucoup moins rapide que celle du silicium, couche utile pour générer les structures. Au lieu de déposer la résine ZEP 520A directement, la résine est diluée préalablement avec de l'anisole (méthoxybenzène $C_6H_5OCH_3$) en proportion 1 :1. Grâce à la bonne fluidité de l'anisole, cette dilution permet de réaliser une couche de résine plus fine pendant l'énrésinement et d'augmenter la résolution pendant la lithographie électronique et la gravure. Le but est de déposer une couche la plus mince possible qui résiste au plasma pendant la gravure parce que la résolution est généralement proportionnelle à l'inverse de l'épaisseur de résine. A la faveur de la dilution de résine, nous avons pu déposer une couche de résine de 150 nm, l'épaisseur appropriée à l'étape de gravure sèche ultérieure. Une stabilisation de la résine diluée doit être effectuée pendant au moins 15 minutes pour s'homogénéiser, ce qui évitera de générer des bulles d'air pendant l'étape de centrifugage suivante.

2.2. Procédés de la fabrication des structures expérimentales à cristaux photoniques

La résine ZEP 520A diluée est déposée sur le substrat par une centrifugeuse avec une recette typique : la tournette s'accélère à la vitesse de 5000 rpm (tours par minute) pendant 3 secondes et maintient cette vitesse pendant 80 secondes. Si l'accélération est trop rapide, c'est-à-dire moins de 3 secondes, la résine déposée ne sera pas assez homogène et parfois des bulles se forment, parce que la résine ZEP 520A diluée est très fluide. Aucun promoteur d'adhérence n'a été utilisé pour cet enrésinement. A la suite du dépôt, la résine est recuite sur une plaque chauffante à 180°C pendant 2min30. L'épaisseur de la résine déposée est environ de 150 nm à la fin de l'enrésinement.

2.2.4 Lithographie électronique

L'utilisation d'un faisceau d'électrons pour tracer des motifs sur une surface est connue sous le nom de lithographie par faisceau d'électrons. On parle également de lithographie électronique. Par rapport à la photolithographie, l'avantage de cette technique est qu'elle permet de repousser les limites de la diffraction de la lumière et de dessiner des motifs avec une résolution pouvant aller jusqu'au nanomètre. La lithographie électronique dans ce travail de thèse se fait au moyen du système "Raith 150 writer", un système de lithographie électronique permettant une tension d'accélération du faisceau d'électrons jusqu'à 30 kV au maximum et disponible à la Centrale de Technologie Universitaire (CTU) IEF-MINERVE, la salle blanche de l'IEF. La résolution théorique d'écriture de cette machine est de 2 nm à 20 kV.

Nous avons choisi une tension d'accélération des électrons de 20 kV et une taille de diaphragme de 7,5 μm après de nombreux essais. Théoriquement, l'erreur des raccords des champs est inversement proportionnelle à la tension d'accélération [GHS01] et une plus haute tension d'accélération augmente effectivement la difficulté de réglage du système (mise au point, stigmatisme, etc.) à cause d'un effet de charge des électrons plus important dans la surface du substrat, ayant une conductivité électrique faible, comme les substrats SOI dans notre cas. D'ailleurs, la durée d'insolation est proportionnelle à la taille de diaphragme et la résolution d'insolation est inversement proportionnelle à la taille de diaphragme. Donc, on doit bien choisir des paramètres afin de trouver un compromis entre la qualité d'insolation,

Chapitre 2. Fabrication des cristaux photoniques et méthodes de caractérisation

la durée d'insolation, la facilité de réglage et les autres facteurs, en regard des propriétés des substrats mis en oeuvre et des tailles caractéristiques des motifs.

Le système de la lithographie électronique peut être considéré comme ayant 3 sous-systèmes de positionnement.

– Design

Il contient le motif qui sera écrit sur le substrat. Il peut être constitué de plusieurs couches (layers) qui peuvent être exposées sélectivement sur le substrat. Les coordonnées dans le design sont appelées le système de coordonnées UV. L'axe U est horizontal et l'axe V est vertical. Ce système de coordonnées est souvent établi et aligné sur le système de coordonnées de platine par des opérations d'alignement différentes.

– Système de déviation du faisceau d'électrons

C'est le système de contrôle pour le faisceau d'électrons. Il consiste en des bobines magnétiques et des éléments électrostatiques qui dévient le faisceau d'électrons. Pour chaque grossissement utilisé pendant la durée d'exposition du design, il correspond à une certaine taille de champ d'écriture. C'est l'aire qui peut être couverte par le faisceau d'électrons avec une bonne précision. Cette aire est appelée un champ d'écriture (write-field WF). La déviation comporte toujours quelques d'erreurs qui doivent être compensées (Fig. 2.2). Notons ici que l'angle de déviation du faisceau est fortement exagéré sur ce schéma.

– Platine X – Y – Z

C'est une platine de haute précision avec un système de positionnement par interférométrie laser (résolution 5 nm) et une combinaison de servo-moteurs et d'actuateurs piézo-électriques. Elle est considérée comme un système précis de coordonnées sur lequel les autres sont alignés. Il est appelé le système des coordonnées XY.

Si le design est plus large et ne peut pas être couvert par un seul champ d'écriture, il est possible de mettre plusieurs champs d'écriture juxtaposés l'un à l'autre, avec des parties correspondantes exposées dans chaque champ d'écriture. La frontière entre deux champs d'écriture juxtaposés est appelée le raccord de champs d'écriture, voir figure 2.2. Il génère des erreurs de raccord (stitching errors) puisqu'il n'y a pas d'adaptation parfaite entre les champs d'écriture juxtaposés. Ces erreurs peuvent être minimisées par un alignement prudent des champs d'écriture. S'il y a un motif

2.2. Procédés de la fabrication des structures expérimentales à cristaux photoniques

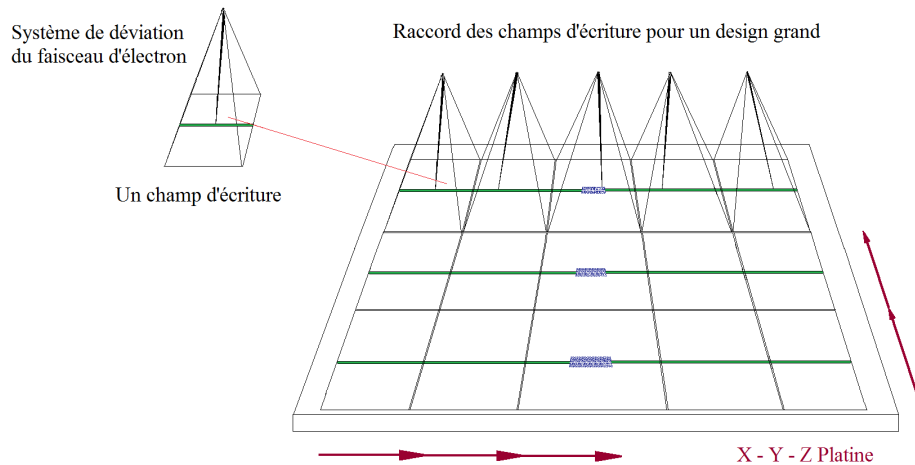


FIG. 2.2: schéma des systèmes de coordonnées de la lithographie électronique : le design, le système de déviation du faisceau d'électrons et la platine X - Y - Z.

pré-existant sur le substrat, le système de déviation et la platine peuvent être alignés à l'aide de ces motifs par la détection de marque. Les marques peuvent être soit globales pour le design complet, soit à l'intérieur de chaque champ d'écriture.

En regard de notre structure, dont la longueur totale est $500\ \mu\text{m}$ et la largeur est quelques microns, on a deux choix de taille de champ d'écriture : 1. l'insolation se fait dans un seul champ d'écriture de $500\ \mu\text{m} \times 500\ \mu\text{m}$ (grossissement $\times 200$). 2. l'insolation se fait dans 5 champs d'écriture de $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ (grossissement $\times 1000$) juxtaposés. Nous avons fait quelques tests d'insolation sur le système Raith150 en utilisant le champ d'écriture de $500\ \mu\text{m} \times 500\ \mu\text{m}$, qui permettent d'éviter des erreurs de raccord de champs. Mais les résultats n'étaient pas assez satisfaisants. Ils nous ont confirmé que la qualité d'insolation (résolution) est inversement proportionnelle à la taille du champ d'écriture. C'est-à-dire que les formes des trous d'air (rayon de $100\ \text{nm}$) exposés en champ de $500\ \mu\text{m}$ n'étaient pas assez circulaires. En conséquence, nous avons choisi le champ d'écriture de $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ pour l'exposition électronique. La figure 2.3 montre que la structure est exposée en 5 champs d'écriture juxtaposés horizontalement. Néanmoins, des erreurs de raccord de champs s'ensuivaient. Nous présenterons une optimisation pour

Chapitre 2. Fabrication des cristaux photoniques et méthodes de caractérisation

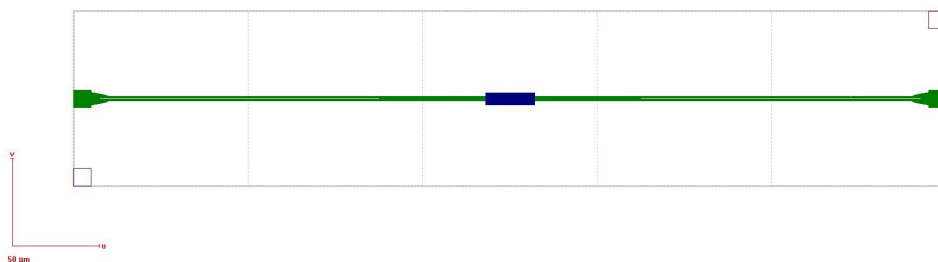


FIG. 2.3: la structure est exposée par un faisceau d'électrons en 5 champs d'écriture juxtaposés horizontalement. Les parties en vert sont les zones exposées qui génèrent les guides ridge d'accès. La partie en bleu au milieu du 3ème champ d'écriture est la zone à cristaux photoniques.

minimiser des erreurs de raccord de champs dans la section 2.3.

Après l'exposition de l'échantillon par lithographie électronique, il faut ensuite faire le développement de la résine ZEP 520A. Il existe un développeur spécialisé correspondant à cette résine, le ZED-N50. L'échantillon est trempé dans le ZED-N50 avec une faible agitation manuelle pendant 1 minute 30. Le développement se termine en trempant aussitôt l'échantillon dans l'isopropanol qui est un solvant du ZED-N50. L'échantillon est enfin séché par un flux d'azote directement sans rinçage par l'eau déionisée, parce que la résine ZEP 520A ne tient pas fermement dans l'eau.

2.2.5 Gravure sèche de la couche active de silicium par l'ICP

Les exigences de précision pour le processus de gravure sèche du silicium déterminent le choix de l'équipement. Par exemple, une gravure de facteur d'aspect (largeur sur hauteur) petit ou ne nécessitant qu'une faible anisotropie peut être simplement atteinte avec un équipement de gravure de type RIE (Reactive Ion Etching). Par contre, pour une gravure de facteur d'aspect grand ou nécessitant une anisotropie élevée, un équipement de gravure ICP (Inductively Coupled Plasma Ion Etching) est plus approprié [BA95]. Le système de gravure ICP-STS que nous avons utilisé pour la gravure des cristaux photoniques de cette thèse est schématiquement montré sur la figure 2.4. Une différence principale entre l'ICP et la RIE est l'utilisation des bobines dans l'ICP alimentées par une source de radio-fréquence 13,56MHz.

2.2. Procédés de la fabrication des structures expérimentales à cristaux photoniques

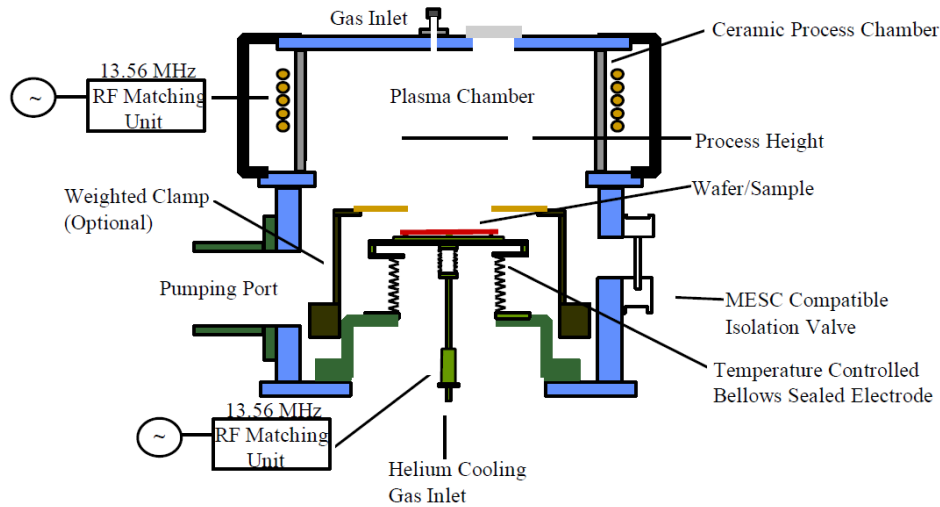
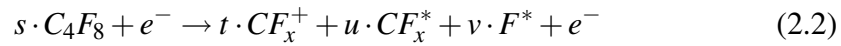
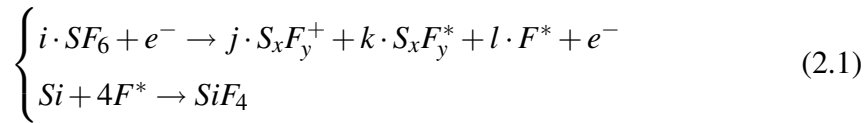


FIG. 2.4: schéma théorique du système de gravure ICP-STC. Des bobines d'induction et deux sources radio-fréquence séparées couplées permettent d'obtenir une plus forte anisotropie de la gravure [BA95].

Le champ magnétique généré par les bobines a une énergie plus élevée que celle du champ généré par une simple électrode comme dans la RIE. Une autre différence est qu'une deuxième source indépendante aussi de fréquence 13,56 MHz, est appliquée sur l'électrode en dessous de l'échantillon qui sert au renforcement de la polarisation et de l'accélération des ions. Ces deux différences principales nous permettent de générer un plasma d'énergie plus forte et d'avoir une anisotropie plus importante.

La gravure de la couche de silicium dans le substrat SOI joue un rôle critique dans la fabrication des cristaux photoniques. Plusieurs approches peuvent être utilisées pour inhiber la gravure latérale pendant le processus et ainsi maximiser l'anisotropie. La plupart des techniques fonctionnelles sont basées sur la passivation des flancs. Dans cette thèse, nous avons utilisé un modèle de combinaison de gaz SF_6 et C_4F_8 . Le gaz SF_6 sert à la gravure du silicium et le gaz C_4F_8 est utilisé pour la passivation polymérique du flanc en déposant un film mince de fluorocarbure, qui protège les flancs de la structure gravée en silicium et soutient l'anisotropie du processus de gravure. Les formules chimiques de ces deux réactions sont données ci-dessous [BA95] :

Chapitre 2. Fabrication des cristaux photoniques et méthodes de caractérisation



Dans la formule de gravure du silicium 2.1, F^* est le radical qui grave le silicium en générant SiF_4 , qui est stable, en état gazeux, et est enlevé de la surface du substrat par la pompe de la chambre du bâti.

La formule 2.2 démontre la passivation polymérique du flanc. Le gaz C_4F_8 est fortement dissocié pendant le processus et se décompose en un grand nombre d'ions constitués de carbone et de fluor [FMM02]. En appliquant un plasma de puissance supérieure à 1000 W le gaz CF_4 généré à partir du C_4F_8 , domine dans le bâti. Les radicaux CF_3 sont produits sur les flancs en générant un film de fluorocarbure. Ce film, déposé sur les flancs, se compose donc principalement des radicaux légers de fluorocarbure.

Pour optimiser la qualité de la gravure, différents paramètres ont été testés. Les paramètres typiques et adaptés à notre gravure de silicium sur SOI sont donnés dans le tableau suivant :

Paramètre	Valeur
Durée du processus	18 s
Pression basique	5 mTorr
Flux du gaz C_4F_8	200 sccm
Flux du gaz SF_6	200 sccm
Puissance du générateur 13,56MHz connecté aux bobines	2200 W
Puissance du générateur 13,56MHz connecté à la platine	40 W
Température de refroidissement de la face arrière par Hélium	10 °C

Différents résultats de gravure obtenus lors des tests sont montrés sur la figure 2.5.

Après la gravure à l'ICP, la résine ZEP 520A restée sur la couche de silicium est enlevée par le "remove" correspondant, le ZD MAC. L'échantillon est trempé dans

2.2. Procédés de la fabrication des structures expérimentales à cristaux photoniques

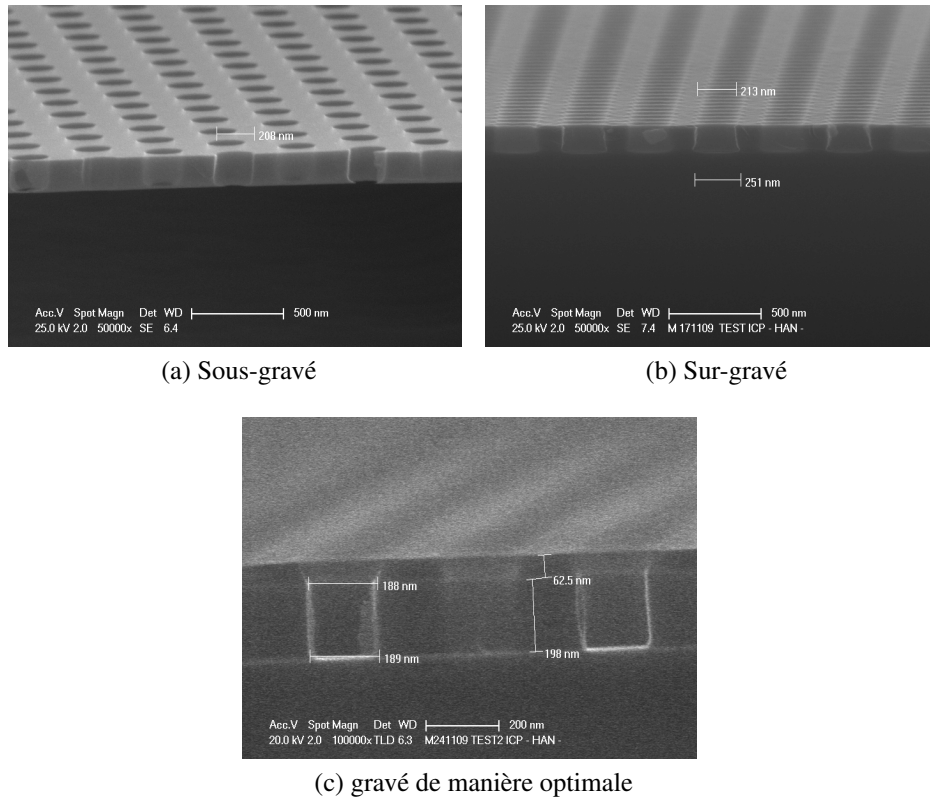


FIG. 2.5: images MEB de trois résultats de gravure, sous-gravé (Fig. (a)), sur-gravé (Fig. (b)) et gravé de manière optimale (Fig. (c)). Pour l'échantillon sous-gravé, le bout des trous est parabolique et ressemble à un bol. Pour l'échantillon sur-gravé, le rayon à la base des trous est plus large que celui en haut. Pour l'échantillon gravé correctement, le profil des trous est un cylindre parfait.

Chapitre 2. Fabrication des cristaux photoniques et méthodes de caractérisation

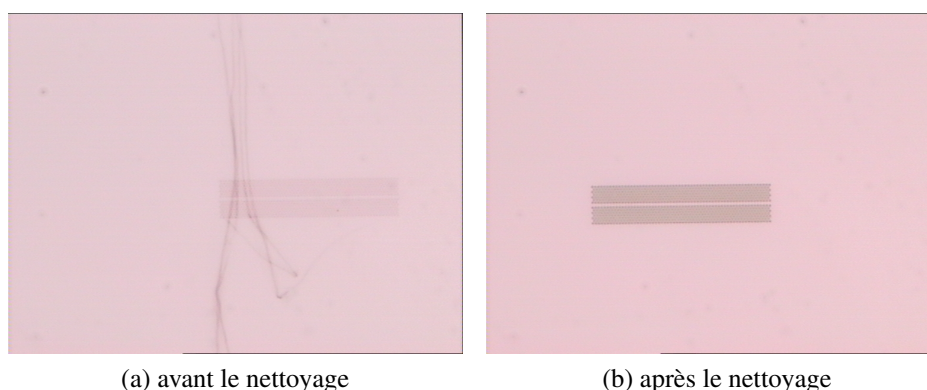


FIG. 2.6: images par microscopie optique de l'échantillon portant des cristaux photoniques avant et après le nettoyage au plasma oxygène. Fig. (a) : la résine résiduelle qui ressemble à des fibres après le nettoyage au ZD MAC se trouve autour des cristaux photoniques. Fig. (b) : l'échantillon après le nettoyage au plasma oxygène par le délaqueur PICO. La surface de l'échantillon est propre.

le ZD MAC pendant 2~3 minutes directement ou après une exposition légère aux ultra-violets qui permet d'améliorer l'efficacité de nettoyage du ZD MAC. Un nettoyage par un plasma oxygène peut éventuellement être utilisé, si le nettoyage au removeur ZD MAC n'est pas suffisant.

Le nettoyage au plasma oxygène peut être effectué par plusieurs types de machines qui génèrent un plasma, ICP, RIE, etc. Une machine simple, disponible dans la salle blanche de l'IEF et assez pratique, est le délaqueur PICO, produit chez Plasma-Surface-Technology. Cette machine permet de générer un plasma léger. Comme cette machine est conçue pour le nettoyage, elle ne permet d'introduire que de l'oxygène et de l'argon (pas de gaz de gravure) et est plus appropriée pour nettoyer les échantillons. Le bâti de cette machine est relativement propre, comparé à l'ICP ou à la RIE. Il ne nécessite donc pas de pré-lancer un processus de nettoyage des parois du bâti avant le nettoyage des échantillons. La recette typique que nous avons utilisée pour le nettoyage de nos échantillons est donnée ici : un plasma d'oxygène sous une pression d'oxygène de 0,6 mBar excité à la puissance de 160 W pendant environ 1,5 minute. La vitesse d'attaque de la résine est estimée à 60 nm par minute. La différence entre avant et après le nettoyage par plasma oxygène est montrée par deux images de microscope optique dans la figure 2.6.

2.2.6 Découpe des échantillons par un sciage précis

Après les procédés précédents, une découpe des échantillons par un sciage précis est réalisée à chaque extrémité de la structure afin de préparer les échantillons pour la mesure optique qui consistera à rapprocher des fibres optiques à 2~4 μm devant les tapers inversés. L'idée est de couper l'échantillon au plus près des tapers sans les toucher, et de minimiser la rugosité du flanc de découpe. Le principe de la découpe est montré par le schéma (Fig. 2.7). Un flanc de découpe rugueux génère une diffusion de la lumière importante pendant la mesure optique, et perturbe le résultat de caractérisation. La salle blanche de l'IEF est équipée d'un système de découpe par sciage précis DISCO DAD 641, avec lequel nous avons pu réaliser la découpe des échantillons durant cette thèse. Les lames utilisées et les paramètres appliqués doivent être choisis et testés judicieusement, car ils sont critiques pour obtenir une bonne qualité de découpe.

Nous avons choisi les lames de la série NBC-ZH. Elles sont une combinaison d'une lame de diamant ultra-fin et d'un moyeu en aluminium permettant des résultats de découpe stables. Cette série de lames est appropriée aux substrats en silicium. Pendant le procédé de découpe, un polissage du flanc de découpe est réalisé par les grains ultra-fins de diamant sur la lame en même temps, ce qui permet de diminuer la rugosité.

Chaque lame possède un grand nombre de paramètres, par exemple, la largeur de la lame, la profondeur maximum d'insertion, la taille et la concentration de grains de diamant, etc. Parmi ces paramètres, les deux paramètres les plus critiques pour notre échantillon sont la taille des grains de diamant et la profondeur maximum d'insertion. La rugosité est en proportion de la taille des grains, par contre, la lame ayant des grains fins a une durée de vie moins longue que celle avec des grains gros, dit autrement, la lame avec des grains fins est abrasée plus facilement. Comme notre substrat SOI a une épaisseur d'environ 750 μm , si on veut le couper complètement, on doit choisir la lame avec une profondeur maximum d'insertion supérieure à cette valeur. La lame typique que nous avons utilisée est NBC-ZH 2270-SE 27HCED, qui a une largeur de 25~30 μm , une profondeur d'insertion maximum de 760~890 μm , une taille de grains #4000.

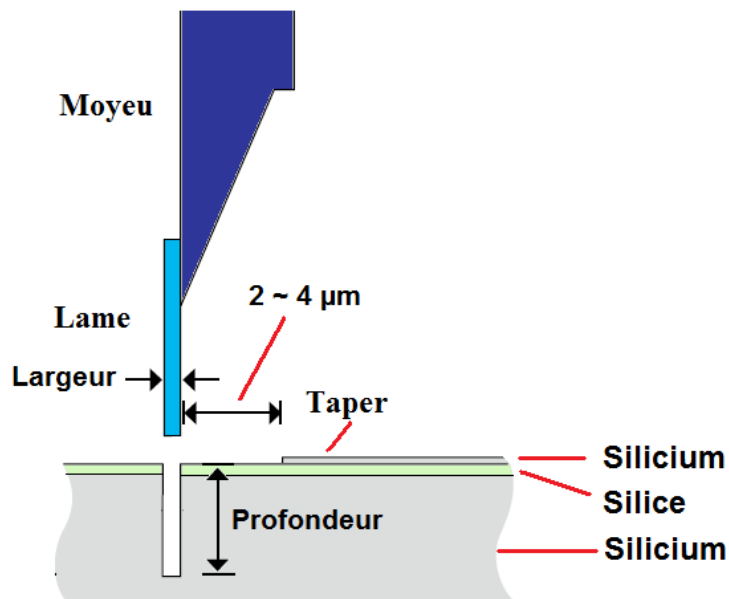


FIG. 2.7: schéma de la découpe des échantillons par un sciage précis. L'échantillon est coupé devant la pointe du taper inversé à une distance d'environ 2 ~ 4 μm . La rugosité doit être minimisée en réalisant la découpe avec une composition appropriée des paramètres mécaniques et opérationnels.

2.2. Procédés de la fabrication des structures expérimentales à cristaux photoniques

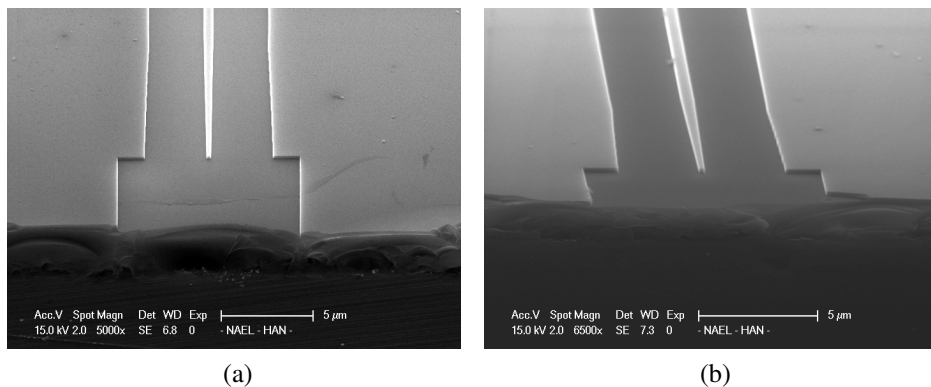


FIG. 2.8: encoches de découpe par sciage précis observées au MEB. Les deux images montrent que la rugosité de découpe est essentiellement due à la couche de silice, qui se trouve au milieu du substrat entre deux couches de silicium. L'encoche de la couche de silicium en bas montre un flanc de découpe très lisse.

La figure 2.8 nous montre que la rugosité est principalement due à la couche de silice. La couche de silicium en bas présente un flanc de découpe très lisse. Au contraire, la couche de silice au milieu du substrat a craqué pendant la découpe. Ce comportement, relativement brutal entraîne la cassure de la couche utile de silicium au dessus de la silice ainsi que la formation de gros creux au niveau de la découpe.

Une fois qu'on a choisi les lames appropriées, il n'y a plus qu'à trouver les bons paramètres d'opération pendant le sciage : vitesse de rotation de la lame, vitesse de découpe et profondeur d'insertion. Théoriquement, la rugosité de découpe démontre une distribution Gaussienne en vitesse de découpe et en vitesse de rotation de la lame. Elle est proportionnelle à la profondeur d'insertion. Les trois paramètres sont dépendants pour une opération de découpe. Pour optimiser la qualité de la découpe, les différentes combinaisons de ces paramètres ont été testées. Les paramètres typiques et adaptés à l'opération de découpe de nos échantillons sont les suivants : vitesse de rotation de la lame de 24000 rpm, vitesse de découpe 1,4 mm/s et épaisseur non-insérée (l'épaisseur totale moins l'épaisseur insérée) 60 μm . Cette composition de paramètres nous a donné une rugosité inférieure à 1,5 μm avec une lame neuve. La figure 2.9 montre deux images de microscope optique d'un échantillon déjà coupé aux deux extrémités des structures.

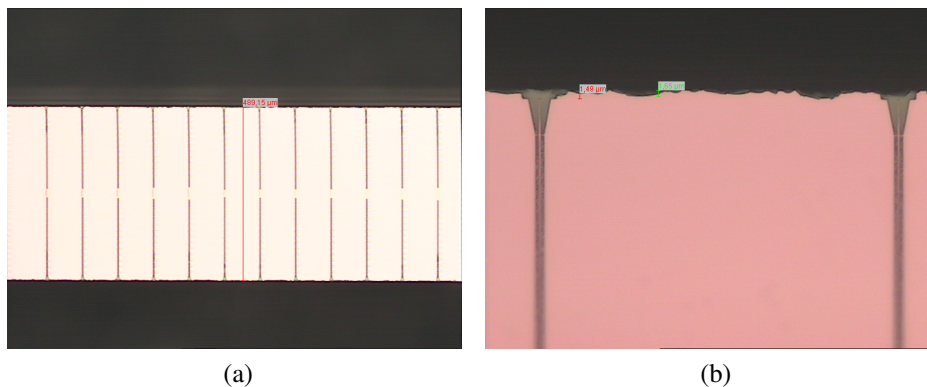


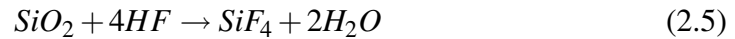
FIG. 2.9: Fig. (a) : vue au microscope optique d'un échantillon après la découpe. Les structures générées se placent perpendiculairement et se rangent parallèlement dans l'échantillon. L'échantillon a été scié à chaque extrémité des structures. Deux encoches (en noir) se trouvent en haut et en bas de l'échantillon. Fig. (b) : vue zoomée des extrémités des structures. La distance entre le flanc de découpe et les pointes de taper est d'environ 3 μm .

2.2.7 Gravure humide de l'échantillon pour générer une structure membranaire

Pour optimiser le confinement optique vertical du mode, il est nécessaire de réaliser des structures sous forme de membrane, ce qui permet une symétrie de l'indice de réfraction dans la direction verticale. Dans ce cas, la dernière étape pour la fabrication de notre échantillon est la gravure humide de la couche de silice par de l'acide fluorhydrique (HF). L'acide HF est sous forme liquide à température ambiante. Il a une vitesse d'attaque du silicium très petite comparée à celle de la silice. Il peut facilement passer au travers des trous dans les structures en silicium et attaquer la silice en dessous. L'acide HF est souvent tamponné par NH_4F , appelé BHF (buffered hydrofluoric acid), pour maintenir l'ion H^+ à un niveau constant, ce qui permet de stabiliser et contrôler la vitesse de gravure. Les formules des réactions chimiques concernant ce type de gravure sont écrites ci-dessous :



2.3. Optimisations du procédé de lithographie électronique



Dans notre cas, nous avons utilisé un mélange des acides, $NH_4 - HF$ (7 :1) (BHF) et HF (50%) en proportion volumique de 1 :1. Avec cette solution mélangée, nous avons vérifié expérimentalement que la vitesse de gravure de la silice est de l'ordre de $1\mu\text{m}/\text{min}$ à 20°C . En comparaison, l'acide $NH_4 - HF$ (7 :1) (BHF) simple a aussi été testé et permet une vitesse de gravure de $60\text{ nm}/\text{min}$ à 20°C .

2.3 Optimisations du procédé de lithographie électronique

2.3.1 Trois modes d'insolation et de correction des effets de proximité

Le système de lithographie électronique Raith 150 nous permet d'avoir trois modes principaux d'insolation : mode surface, mode ligne et mode point (dot).

L'insolation en mode surface correspond à une exposition aux électrons d'une surface décomposée en pixel. Les dessins de motifs sont généralement composés par des éléments sous forme de polygones. Pour un dessin donné, le chemin d'insolation du faisceau d'électrons, autrement dit l'ordre d'exposition des pixels, est automatiquement analysé et défini par le système d'écriture Raith 150. Dans le cas de l'insolation en mode ligne, il s'agit d'un balayage du faisceau, dont le chemin est défini par le dessin de motifs donnés, autrement dit par l'utilisateur. Le dessin est typiquement composé par une série de lignes. L'insolation en mode point correspond à une exposition fixée à une position définie par le dessin. Les formules du calcul des doses sont décrites ci-dessous :

Chapitre 2. Fabrication des cristaux photoniques et méthodes de caractérisation

$$\left\{ \begin{array}{l} \textit{Area Dose} = \frac{\textit{Beam Current} \times \textit{Area Dwell Time}}{(\textit{Area Step Size})^2} \\ \textit{Line Dose} = \frac{\textit{Beam Current} \times \textit{Line Dwell Time}}{\textit{Line Step Size}} \\ \textit{Dot Dose} = \textit{Beam Current} \times \textit{Dot Dwell Time} \end{array} \right. \quad (2.6)$$

En pratique, nous avons testé le mode surface et le mode ligne durant notre fabrication. Le courant de faisceau est lié avec la tension d'accélération et la taille du diaphragme, donc une fois ces dernières définies par l'utilisateur, le courant n'est pas ajustable et il est mesuré par un ampèremètre intégré au système Raith. En définissant la dose (area/line dose) et la taille de pas (area/line step size), on peut calculer la durée pendant laquelle le faisceau d'électrons reste sur chaque pixel (area/line dwell time) par les formules 2.6.

Une correction de proximité peut être mise en oeuvre pour les trois modes d'insolation durant le processus de lithographie. L'effet de proximité est causé par les électrons qui sont rétro-diffusés du substrat conduisant à une exposition diffuse additionnelle de la résine. La gamme latérale de cette exposition additionnelle est de l'ordre de quelques microns, qui présente généralement une distribution Gaussienne, et dépend de l'énergie des électrons et de la matière ciblée. Quand un dessin donné doit être exposé, en particulier lorsqu'il comporte des éléments nombreux, il requiert une optimisation de la distribution de dose afin d'obtenir une dose absorbée identique pour chaque pixel d'exposition. Une optimisation de la distribution de dose permet d'éviter des sur-expositions sur certains pixels, ce qui conduirait à une structuration erronée. Une telle optimisation de la distribution, qui dépend du dessin d'exposition, est appelée correction de proximité dans le système Raith. Pour calculer la dose à un endroit, les structures proches doivent être considérées comme des sources d'électrons rétro-diffusés. Par ailleurs, le diamètre du spot du faisceau d'électrons et la diffusion des électrons par le substrat vers l'avant de la résine doivent aussi être considérés. Il conduit à un élargissement du faisceau et produisent donc une dose plus grande sur les bords de la structure [AGS⁺92, AEG⁺92, DGR⁺93]. Deux exemples de correction de proximité

2.3. Optimisations du procédé de lithographie électronique

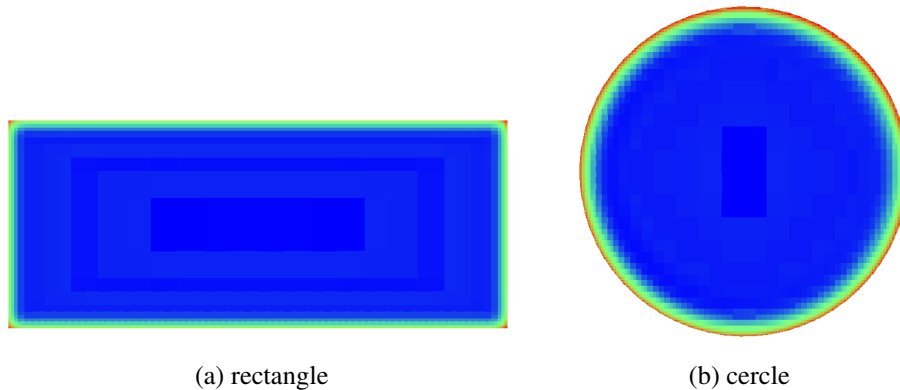


FIG. 2.10: deux exemples de la distribution de dose pour la correction de proximité. Une dose plus grande (en rouge) est nécessaire sur les bords des structures.

en mode surface pour un dessin simple, rectangle et cercle, sont schématiquement montrés sur la figure 2.10. Les différentes doses sont indiquées par les couleurs différentes respectivement, dont le rouge représente une dose forte et le bleu représente une dose faible.

2.3.2 Amélioration de la circularité des trous des cristaux photoniques

Au début de ce travail de thèse, nous avons réalisé les trous des cristaux photoniques par une lithographie en mode surface. Notons ici que, pour un motif de trou exposé en mode surface, son dessin est effectivement un polygone circulaire (quasi-cercle) qui est défini par un certain nombre de points. L'insolation en mode surface est réalisée en surface par pixel et l'ordre d'exposition de ces pixels est analysé et défini par la machine Raith150 automatiquement. Le faisceau d'électrons pour chaque trou est a priori déclenché et coupé (au début et à la fin de processus) systématiquement en bord de trou. Ce type d'insolation pose des problèmes de circularité parce que la puissance et le temps de séjour par pixel (area dwell time) au début et à la fin d'un processus d'exposition ne sont pas assez stables. Ce mode entraîne une instabilité de dose en bord de trou, et donc dégrade la circularité. Pour améliorer la circularité, nous sommes donc passés de l'exposition en mode surface au mode ligne, le chemin

Chapitre 2. Fabrication des cristaux photoniques et méthodes de caractérisation

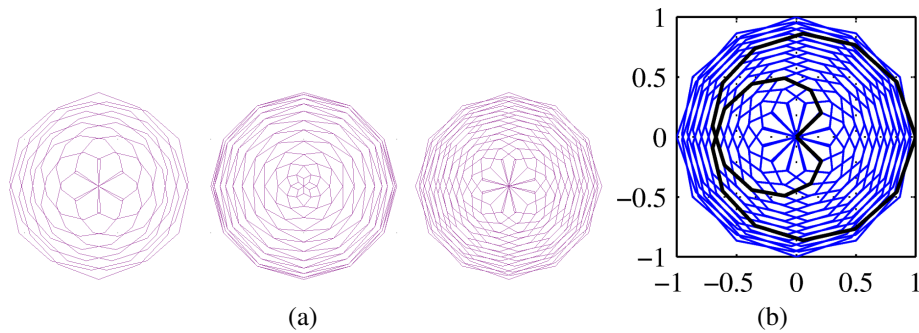


FIG. 2.11: Fig. (a) : trois types de spirales ayant été testés pour exposer les trous pendant la lithographie électronique. Fig. (b) : le meilleur design de spirale qui nous a donné des trous les plus circulaires. La spirale élémentaire (ligne noire) est répétée 12 fois avec une rotation de 30° pour la définition des trous.

de balayage du faisceau étant défini sur le dessin du masque. Un effort important a été consacré à développer un nouveau design en mode ligne pour le motif de trou. Des designs de spirales, tels que le balayage du faisceau commence et s'arrête au centre de trou, ont été étudiés dans cette thèse.

Nous avons principalement testé trois formes de spirales différentes montrées sur la sous-figure (a) de la figure 2.11. Ces trois spirales ont des distributions d'exposition différentes. Celle à gauche a une distribution homogène en bord de trou. Celle au milieu a une concentration plus grande en bord. Celle à droite est similaire à celle à gauche mais avec 2 fois plus de spirales. Après plusieurs tests et leur caractérisation en microscopie électronique à balayage, nous avons choisi la troisième forme de spirale, qui nous permet de fabriquer les trous les plus réguliers. Le motif de trou est la répétition 12 fois d'une spirale élémentaire qui commence et s'arrête au centre du trou, schématiquement montré par la ligne en noir sur la sous-figure (b) de la figure 2.11. Chaque spirale élémentaire comporte 24 segments de ligne se répartissant dans toute la surface de trou. La dose d'exposition est donc distribuée uniformément dans le trou. Les coordonnées (x_n, y_n) des points qui définissent les segments sont données par $x_n = r_n \cos \theta_n$ et $y_n = r_n \sin \theta_n$ avec $r_n = |\text{Mod}(n/12 + 1, 2) - 1|^\alpha$ et $\theta_n = 2\pi(23/288)n + \pi/12$, où n est un nombre entier entre 0 et 288, α , un paramètre égal à 0,5 et $\text{Mod}(a, b)$ est le reste de la division de a par b . L'exposition commencée et arrêtée au centre évite la sur-insolation sur certains pixels en bord du trou. Bien que

2.3. Optimisations du procédé de lithographie électronique

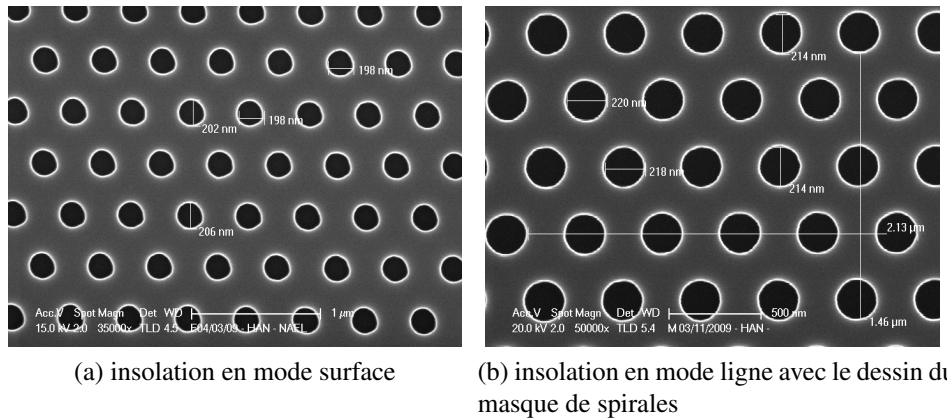


FIG. 2.12: Fig. (a) : trous exposés en mode surface avec le dessin de masque d'un quasi-cercle (polygone de 64 points). Fig. (b) : trous exposés en mode ligne avec le dessin du masque de spirales.

la tension d'accélération 20kV est relativement basse, une telle description des trous en mode ligne comparée au mode surface minimise les effets de bord et conduit à une forme de trou régulière qui est critique pour atteindre un facteur de qualité élevé dans des cavités à cristaux photoniques [HCN⁺10].

Une comparaison des résultats d'insolation en mode surface d'un cercle et en mode ligne, est montrée sur deux images MEB, figure 2.12.

2.3.3 Résolution du problème de la discontinuité en "escalier" pour les guides d'accès et les tapers au niveau des raccords de champs

Nous avons montré dans la section précédente que, dans notre structure expérimentale, il y a deux tapers : l'un sert au couplage de la lumière de l'espace libre au guide d'onde mono-mode et l'autre sert du couplage de la lumière du guide d'onde mono-mode à la zone à cristaux photoniques. Nous regardons le deuxième taper comme exemple. Il s'agit d'un trapèze avec une hauteur de 60 μm , une largeur de petite base de 0,45 et une grande base d'environ 0,76 μm typiquement. Les deux cotés inclinés ont donc une pente de $2,58 \times 10^{-3}$, qui correspond à un angle de 0,15

Chapitre 2. Fabrication des cristaux photoniques et méthodes de caractérisation

degré. Si un fichier de masque en mode surface comportant un tel trapèze comportant deux lignes faiblement inclinées avec une si faible pente est importé dans le système du Raith, le système Raith ne reconnaîtrait que les deux points d'extrémité de chaque ligne inclinée et définirait systématiquement les coordonnées des points intermédiaires en pixel.

La non-reconnaissance des points intermédiaires pour des lignes faiblement inclinées dans l'exposition en mode surface provoque fréquemment des erreurs d'exposition importantes en type "escalier" (discontinuité). Cette erreur est plus importante en particulier dans le cas où des lignes inclinées franchissent la frontière de deux champs d'écriture.

Deux exemples d'erreur de discontinuité observés au MEB dans les échantillons antérieurs sont montrés sur les images (a) et (b) de la figure 2.13. Les tests nombreux que nous avons effectués nous montrent que, en mode surface, le système du Raith 150 ne gère pas correctement les trapèzes dans le masque et il gère seulement les rectangles.

Grâce à un effort important que nous avons porté sur les études de modes différents pour l'exposition du Raith 150, le problème de discontinuité a été résolu par une exposition en mode ligne avec un dessin optimisé du masque. Le dessin du masque est schématiquement montré par la figure 2.14. Au lieu d'utiliser des polygones (rectangle ou trapèze) pour les zones à exposer, nous avons utilisé une ligne, qui consiste en une série de sections nombreuses recouvrant chaque zone à exposer. Cette ligne est fermée. C'est-à-dire que la ligne commence et s'arrête au même point qui se trouve au côté de l'extérieur de la zone à graver par rapport au centre de guide. Ces lignes de dessin servent à diriger le balayage du faisceau d'électrons pendant l'exposition. Autrement dit, ces lignes représentent des chemins que le faisceau d'électrons suit.

Notons que dans la figure 2.14, les deux lignes en rouge représentent la position des deux frontières entre des champs d'écriture. La zone à graver qui franchit une frontière est systématiquement divisée en deux morceaux à exposer. Quand une ligne de dessin rencontre une frontière entre deux champs d'écriture, elle se retourne et suit la direction inverse. Chaque ligne de dessin ne dépasse jamais les frontières entre deux champs et est confiné dans un seul champ d'écriture. Le décalage entre

2.3. Optimisations du procédé de lithographie électronique

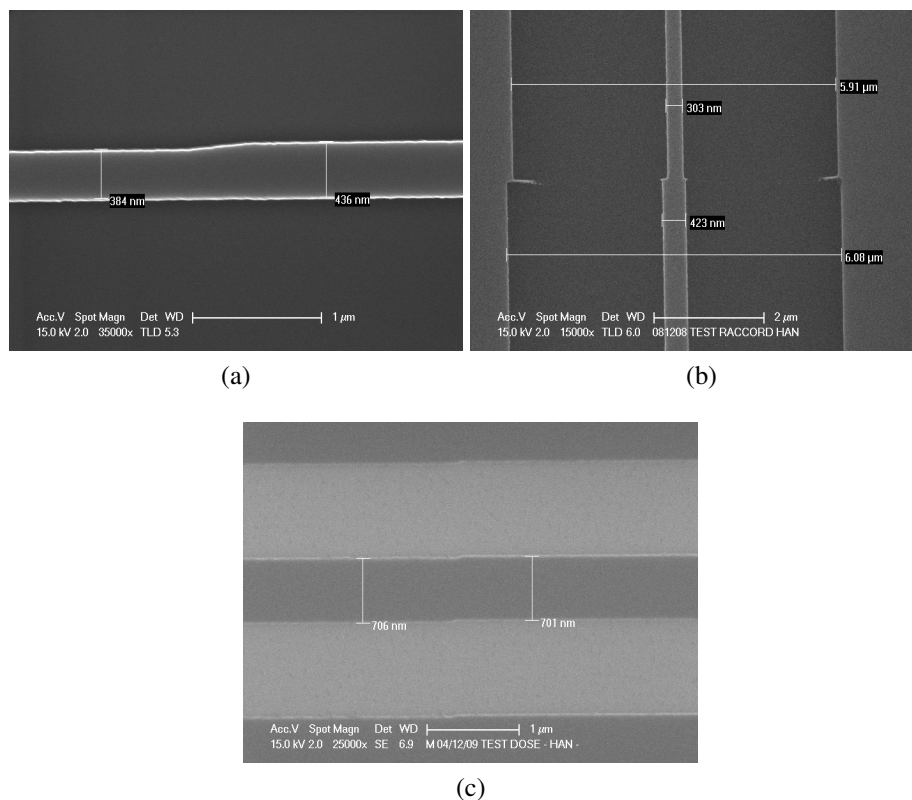


FIG. 2.13: Fig. (a) : discontinuité (erreur relative $\sim 12\%$) de l'exposition en mode surface dans un seul champ générée aux bords d'un taper long ayant deux bords faiblement inclinés. Fig. (b) : discontinuité de l'exposition en mode surface générée aux bords d'un taper long qui franchit la frontière entre deux champs d'écriture (erreur relative $\sim 28\%$). Fig. (c) : guide d'onde ridge au raccord de champ exposé en mode ligne par un dessin du masque optimisé (erreur relative $\sim 0,7\%$).

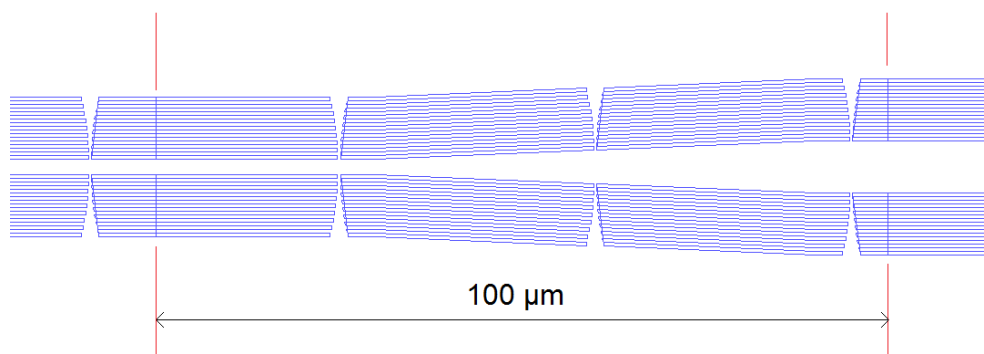


FIG. 2.14: schéma du dessin de masque du taper long en mode ligne. Les dimensions caractéristiques (la largeur et la longueur du taper, la distance entre chaque deux lignes parallèles voisines, etc.) sont exagérées.

des sections de ligne voisines et parallèles est de 8 nm. Le dessin est complètement symétrique par rapport au centre du guide, voire la figure 2.14. Grâce à ces optimisations au niveau du dessin en mode ligne, les erreurs d'exposition de discontinuité, en particulier aux frontières entre des champs d'écriture, sont parfaitement évitées. Le résultat de l'exposition d'un taper long en mode ligne avec un tel dessin optimisé du masque est montré sur Fig. (c) de la figure 2.13.

2.4 Méthodes de caractérisation optique

2.4.1 Mesure de la transmission et du facteur de qualité

Pour caractériser expérimentalement les propriétés optiques des structures fabriquées, nous avons développé des montages expérimentaux pour mesurer la transmission, mesurer le facteur de qualité des cavités, observer le profil de mode résonant ainsi qu'étudier l'effet Raman. Le montage expérimental pour mesurer la transmission et le facteur de qualité est illustré sur la figure 2.15. Il repose sur une source laser infrarouge accordable, des fibres optiques à maintien de polarisation, une caméra infrarouge située au dessus de l'échantillon et un analyseur de spectre optique (OSA).

Dans le cas de la mesure de transmission, nous pouvons utiliser la source comme

2.4. Méthodes de caractérisation optique

une source de bruit large bande. Quand la source accordable est réglée à une longueur d'onde aléatoire, il existe aussi du signal de bruit aux longueurs d'onde autour de cette longueur d'onde parcourant une large bande, due à l'émission spontanée. On profite de ce bruit pour pomper optiquement des échantillons sur une large plage de longueurs d'onde.

Ce signal de pompe est guidé par une fibre optique à maintien de polarisation et est enfin couplé dans le guide ridge d'accès. Le signal à la sortie du guide ridge est collecté par une autre fibre et ensuite analysé par l'analyseur de spectre optique (OSA) en balayant les longueurs d'onde dans la plage de longueurs d'onde d'intérêt (1510 nm ~ 1680 nm). Comme la source de bruit n'a pas une puissance identique à toutes les fréquences, on doit également mesurer le spectre de la source de bruit sans échantillon. On branche directement la source qui est réglée à une certaine longueur d'onde (1509 nm typiquement utilisée) à l'analyseur de spectre par une fibre afin de mesurer le spectre de la source de bruit. Ce spectre est utilisé pour normaliser la transmission mesurée de l'échantillon avec la même source de bruit.

La mesure du facteur de qualité d'une cavité peut se faire principalement suivant deux méthodes, temporelle et fréquentielle. L'une correspond à une mesure du délai d'évacuation de la puissance dans la cavité avec une pompe impulsionnelle [NFA07, THT⁺07, UTAN08]. L'autre correspond à une mesure de la largeur fréquentielle du mode résonant à mi-hauteur [AASN03, KNM⁺06, ASN06], dont les principes ont été présentés dans la section 1.3.3 du chapitre 1. On peut également considérer que cette méthode est équivalente à une mesure de la transmission de la résonance de cavité.

Dans ce travail de thèse, nous avons principalement mesuré des facteurs de qualité par cette deuxième méthode. Néanmoins, la mesure de la transmission de la résonance de cavité est effectuée différemment de celle par la source de bruit large bande que nous avons présenté antérieurement. Nous avons réalisé la mesure avec une source accordable balayant une plage relativement étroite de longueurs d'onde autour de la longueur d'onde résonante avec un relativement petit pas de l'ordre du picomètre ou du dixième de picomètre. L'analyseur de spectre optique dans ce cas est utilisé comme un puissance-mètre très sensible qui mesure les puissances à chaque longueur d'onde accordée à la longueur d'onde de la source. On règle

Chapitre 2. Fabrication des cristaux photoniques et méthodes de caractérisation

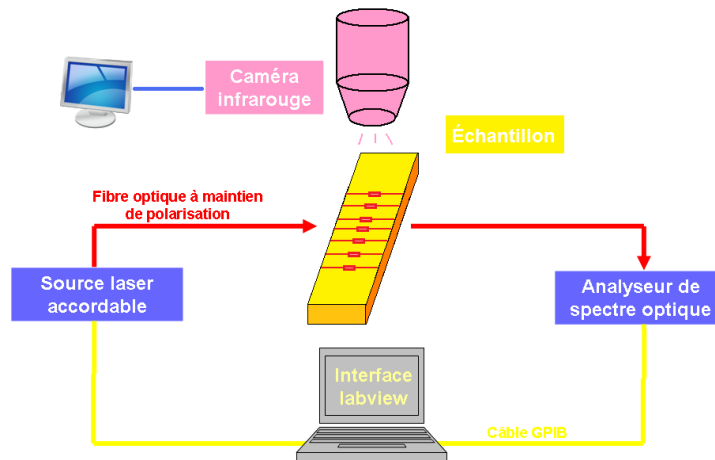


FIG. 2.15: montage de caractérisation pour mesurer la transmission et le facteur de qualité.

alors la source à une certaine longueur d'onde et on mesure la puissance à la sortie de l'échantillon à la même longueur d'onde par l'analyseur de spectre optique. Ensuite, la pompe est réglée à la longueur d'onde suivante (décalé par un pas de l'ordre du nano ou pico-mètre) et on mesure la puissance correspondante par l'analyseur de spectre optique. Les puissances mesurées à chaque longueur d'onde nous donne enfin une mesure plus précise de la transmission proche de la résonance comparée avec la mesure par une source de bruit large bande.

Le réglage pas-à-pas de longueurs d'onde de la source et de l'analyseur de spectre optique est automatiquement effectué à l'aide d'un ordinateur comportant un programme que j'ai développé durant ce travail de thèse sous logiciel Labview. Ce programme nous permet de contrôler la source et l'analyseur de spectre optique et de se régler automatiquement avec un pas et un nombre d'échantillons numériques définissables par l'utilisateur. Il nous permet également d'enregistrer les données mesurées dans l'ordinateur. Cet ordinateur de contrôle est branché avec les deux appareils, la source et l'analyseur de spectre optique, par des câbles GPIB. Il est schématiquement illustré sur la figure 2.15.

2.4. Méthodes de caractérisation optique

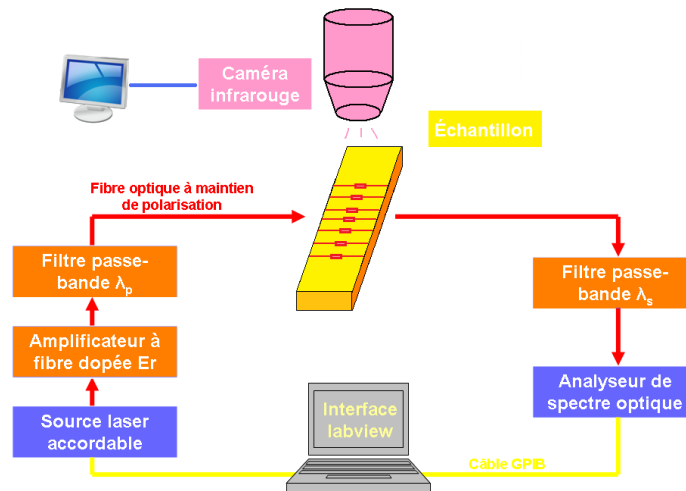


FIG. 2.16: montage de caractérisation pour étudier les effets Raman.

2.4.2 Mesure de l'effet Raman

Pour observer l'effet Raman, spontané et stimulé, un amplificateur à fibre dopée Erbium et deux filtres passe-bande sont introduits dans le montage de caractérisation que nous avons présenté dans la sous-section précédente (Fig. 2.16). L'idée du rajout de l'amplificateur et des filtres est qu'il permet d'augmenter la densité de puissance de la pompe sur l'échantillon et distinguer mieux l'effet Raman par rapport au bruit. Le signal continu de la pompe est généré par la source laser accordable et amplifié par l'amplificateur à fibre dopée Erbium. Ce signal à la sortie de l'amplificateur est filtré par un filtre passe bande centré à la longueur d'onde de pompe pour éliminer le bruit spontané amplifié de l'amplificateur et de la source. Ce signal est ensuite injecté dans l'échantillon. À la sortie de l'échantillon, le signal collecté est filtré par un deuxième filtre passe-bande à la longueur d'onde de Stokes pour ne pas éblouir le détecteur avec le signal de pompe résiduel très intense. Ce signal de Stokes est enfin analysé par l'analyseur de spectre optique pour obtenir toutes les informations spectrales qui nous intéressent.

2.5 Conclusion

Ce chapitre a été consacré premièrement à la description d'un grand nombre de techniques de nanotechnologies utilisées dans la fabrication de nos structures expérimentales. La structure globale expérimentale a été présentée au tout début. Il s'agit d'une zone à cristaux photoniques couplée par un guide d'onde type ridge à chaque extrémité pour coupler la lumière dans les cristaux. Dans le cas des structures en membrane, ces guides d'onde d'accès type ridge sont soutenus par des nano-poutrelles. La fabrication de telles structures exige une seule étape de lithographie électronique par le système Raith 150 utilisé dans la salle blanche de l'IEF. La préparation du fichier de masque pour la lithographie électronique est effectuée par le logiciel commercial L-edit qui sert à dessiner le "Layout" des systèmes intégrés. Il nous permet de générer les masques de nos structures expérimentales à l'aide de modules codés, qui servent à la génération automatique des dessins de masque en fournissant simplement les paramètres dimensionnels. Le nettoyage du substrat et l'enrésinement par "spin-coating" sont décrits dans ce chapitre. Le principe physique de la lithographie par faisceau d'électrons, les notions base de la lithographie électronique sur les champs d'écriture ainsi que les erreurs de raccord de champs d'écriture ont été présentés dans la sous-section de lithographie électronique. Ensuite, la gravure sèche du silicium à l'ICP et ses principes fonctionnels ont été discutés en comparaison avec la gravure sèche à la RIE. Les meilleurs paramètres concernant cette étape de fabrication, trouvés grâce à de nombreux tests, sont listés. La découpe et la gravure humide du silicium sont discutées à la fin de cette section.

Dans la section suivante, nous nous sommes focalisés sur les optimisations au niveau du design de masque, concernant l'exposition en mode ligne qui ont résolu les problèmes de la circularité des trous exposés, de la discontinuité pour les lignes penchées légèrement et pour les raccords de champs d'écriture. Les effets de proximité et leur correction basés sur la distribution de dose du système Raith 150 sont aussi commentés brièvement dans cette section.

La dernière section a été principalement centrée sur les méthodes de caractérisation optique pour la mesure de la transmission, du facteur de qualité des cavités et de

l'effet Raman. Les montages expérimentaux ont été schématiquement illustrés dans cette section.

2.6 Bibliographie du chapitre 2

- [AASN03] Y. Akahane, T. Asano, B. S. Song, and S. Noda. High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal. *Nature*, 425(6961) :944–947, 2003.
- [AEG⁺92] V. V. ARISTOV, A. I. ERKO, B. N. GAIFULLIN, A. A. SVINTSOV, S. I. ZAITSEV, R. R. JEDE, and H. F. RAITH. Proxy - a new approach for proximity correction in electron-beam lithography. *Microelectronic Engineering*, 17(1-4) :413–416, 1992.
- [AGS⁺92] V. V. ARISTOV, B. N. GAIFULLIN, A. A. SVINTSOV, S. I. ZAITSEV, H. F. RAITH, and R. JEDE. Accuracy of proximity correction in electron lithography after development. *Journal Of Vacuum Science & Technology B*, 10(6) :2459–2467, 1992.
- [AKJ10] Sungmo Ahn, Sihan Kim, and Heonsu Jeon. Single-defect photonic crystal cavity laser fabricated by a combination of laser holography and focused ion beam lithography. *Applied Physics Letters*, 96(13) :131101, 2010.
- [ASN06] T. Asano, B. S. Song, and S. Noda. Analysis of the experimental q factors (similar to 1 million) of photonic crystal nanocavities. *Optics Express*, 14(5) :1996–2002, 2006.
- [BA95] J.K. Bhardwaj. and H. Ashraf. Advanced silicon etching using high density plasmas. *Proc. SPIE Micromachining and Microfabrication Process Technology*, 2639 :224–233, 1995.
- [BWT⁺02] W. Bogaerts, V. Wiaux, D. Taillaert, S. Beckx, P. Luysaert, B. and Bienstman, and R. Baets. Fabrication of photonic crystals in silicon-on-insulator using 248-nm deep UV lithography. *IEEE*

Chapitre 2. Fabrication des cristaux photoniques et méthodes de caractérisation

Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 8 :928–934, 2002.

- [CWR⁺00] A. Chelnokov, K. Wang, S. Rowson, P. Garoche, and J. M. Lourtioz. Near-infrared yablonovite-like photonic crystals by focused-ion-beam etching of macroporous silicon. *Applied Physics Letters*, 77(19) :2943–2945, 2000.
- [DGR⁺93] S. V. DUBONOS, B. N. GAIFULLIN, H. F. RAITH, A. A. SVINTSOV, and S. I. ZAITSEV. Evaluation, verification and error determination of proximity parameters alpha,beta and eta in electron-beam lithography. *Microelectronic Engineering*, 21(1-4) :293–296, 1993.
- [FMM02] G. I. Font, W. L. Morgan, and G. Mennenga. Cross-section set and chemistry model for the simulation of C4F8 plasma discharges. *Journal Of Applied Physics*, 91(6) :3530–3538, 2002.
- [GHS01] J. G. Goodberlet, J. T. Hastings, and H. I. Smith. Performance of the raith 150 electron-beam lithography system. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 19 :2499–2503, 2001.
- [HCN⁺10] Z. Han, X. Checoury, D. Néel, S. David, M. El Kurdi, and P. Boucaud. Optimized design for 2×10^6 ultra-high Q silicon photonic crystal cavities. *Optics Communications*, 283 :4387–4391, 2010.
- [KNM⁺06] E. Kuramochi, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya, T. Tanabe, and T. Watanabe. Ultrahigh-Q photonic crystal nanocavities realized by the local width modulation of a line defect. *Applied Physics Letters*, 88 :041112, 2006.
- [MLZW06] Weidong Mao, Guanquan Liang, Hui Zou, and Hezhou Wang. Controllable fabrication of two-dimensional compound photonic crystals by single-exposure holographic lithography. *Opt. Lett.*, 31(11) :1708–1710, 2006.

2.6. Bibliographie du chapitre 2

- [MMV03] S. J. McNab, N. Moll, and Y. A. Vlasov. Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides. *Optics Express*, 11(22) :2927–2939, 2003.
- [NFA07] S. Noda, M. Fujita, and T. Asano. Spontaneous-emission control by photonic crystals and nanocavities. *Nature Photonics*, 1(8) :449–458, 2007.
- [SSMK06] M. Settle, M. Salib, A. Michaeli, and T. F. Krauss. Low loss silicon on insulator photonic crystal waveguides made by 193nm optical lithography. *Optics Express*, 14(6) :2440–2445, 2006.
- [THT⁺07] Yasushi Takahashi, Hiroyuki Hagino, Yoshinori Tanaka, Bong-Shik Song, Takashi Asano, and Susumu Noda. High-q nanocavity with a 2-ns photon lifetime. *Opt. Express*, 15(25) :17206–17213, 2007.
- [UTAN08] Jeremy Upham, Yoshinori Tanaka, Takashi Asano, and Susumu Noda. Dynamic increase and decrease of photonic crystal nanocavity Q factors for optical pulse control. *Opt. Express*, 16(26) :21721–21730, 2008.
- [VNvW⁺01] L. Vogelaar, W. Nijdam, H. A. G. M. van Wolferen, R. M. de Ridder, F. B. Segerink, E. Fluck, L. Kuipers, and N. F. van Hulst. Large area photonic crystal slabs for visible light with waveguiding defect structures : Fabrication with focused ion beam assisted laser interference lithography. *Advanced Materials*, 13(20) :1551–+, 2001.
- [XZHB08] Deying Xia, Jingyu Zhang, Xiang He, and S. R. J. Brueck. Fabrication of three-dimensional photonic crystal structures by interferometric lithography and nanoparticle self-assembly. *Applied Physics Letters*, 93(7) :071105, 2008.
- [YLW08] Yi Yang, Qiuze Li, and Guo Ping Wang. Fabrication of periodic complex photonic crystals constructed with a portion of photonic quasicrystals by interference lithography. *Applied Physics Letters*, 93(6) :061112, 2008.

Chapitre 2. Fabrication des cristaux photoniques et méthodes de caractérisation

Chapitre 3

Cavités à cristaux photoniques en approche membrane et en approche SOI ayant des facteurs de qualité élevés

3.1 Introduction

Les cristaux photoniques sont attrayants pour la fabrication des cavités à facteurs de qualité élevés et à volumes modaux petits, ouvrant le chemin vers des expériences en optique non-linéaire et en électrodynamique quantique. Récemment, des cavités à cristaux photoniques avec facteurs de qualité Q élevés autour d'un million et plus ont été fabriquées tandis que les volumes modaux restent de l'ordre de la longueur d'onde au cube.

Néanmoins, le couplage de telles cavités à Q élevé est une tâche difficile parce qu'un couplage trop faible peut empêcher la mesure tandis qu'un couplage trop fort peut dégrader le facteur de qualité. Un schéma typique est d'utiliser un guide d'onde à cristaux photoniques pour coupler la cavité latéralement. La mesure du facteur de qualité est donc faite par le dessus de la cavité à l'aide d'une caméra proche infrarouge. Si le guide d'onde latéral est rempli partiellement par des trous,

Chapitre 3. Cavités à cristaux photoniques en approche membrane et en approche SOI ayant des facteurs de qualité élevés

le facteur de qualité peut aussi être mesuré par la mesure de transmission dans le plan. Même si ce schéma est utilisé largement, le couplage, qui dépend du nombre de trous dans le guide d'onde ou de la séparation du guide d'onde et de la cavité, doit être étudié soigneusement parce qu'il peut modifier fortement la valeur du facteur de qualité. Dans cette thèse, nous avons réalisé un design optimisé pour la mesure de transmission des cavités à cristaux photoniques de type Kuramochi [KNM⁺06] avec des guides d'onde latéraux remplis par des trous, en modulant le nombre de trous et le nombre de rangées de trous séparant la cavité des guides. Un facteur de qualité ultra-élevé de 2×10^6 est ainsi obtenu. Les structures expérimentales sont fabriquées au moyen du système de lithographie électronique Raith 150 dans la salle blanche de l'IEF à une tension du faisceau d'électrons de 20 kV. Nous avons aussi simulé et réalisé des cavités construites sur le même principe en approche SOI, c'est-à-dire sans retirer la silice sous le cristal photonique en silicium.

3.2 Amélioration du couplage

Les cristaux photoniques 2D sont considérés comme une plate-forme possible pour l'optique intégrée. La diminution de la vitesse de propagation de la lumière dans les guides d'onde à cristaux photoniques a été proposée pour des dispositifs de stockage optique. Néanmoins, le couplage du signal de lumière externe dans des guides d'onde à cristaux photoniques devient de plus en plus inefficace lorsque la vitesse de groupe du mode guidé ralentit.

Un vaste effort a été fourni par les physiciens pour l'amélioration du couplage de la lumière externe (par exemple, lumière venue d'une fibre optique), aux structures à cristaux photoniques [APL03, MMV03, TLGS08, TCCDR09, VM06]. De tels couplages sont typiquement classés en deux types : le couplage vertical par la surface et le couplage horizontal dans le plan.

Dans le cas du couplage vertical, il s'agit de structures qui permettent de collecter la lumière se propageant perpendiculairement au plan des cristaux photoniques et de coupler cette lumière dans le plan. La structure généralement utilisée pour ce type de couplage est le coupleur à réseau (grating). Un des avantages d'une telle structure est qu'elle ne nécessite pas de découpe précise des échantillons afin de

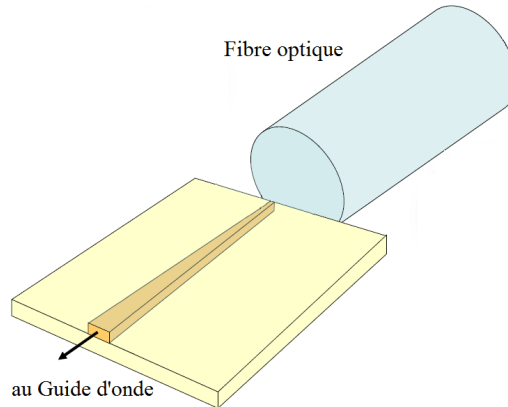


FIG. 3.1: taper inversé aligné avec une fibre optique.

générer une facette. Un autre avantage est sa tolérance d'alignement avec la fibre optique [TBB⁺02, BBD⁺05].

Dans le cas du couplage horizontal, il s'agit d'une collection de la lumière se propageant dans le même plan que celui des structures. Le "taper" est la structure la plus générale qu'on utilise. Il existe typiquement trois types de tapers : le taper régulier, le taper 3D et le taper inversé. Comparé au taper régulier, le taper inversé a principalement deux avantages : la minimisation de la réflexion et la propagation mono-mode et non multi-mode. Le taper inversé a aussi comme avantage la simplification de la fabrication comparée au taper 3D parce que la réalisation d'un taper inversé exige une seule étape de lithographie électronique. Par ailleurs, le taper inversé dessiné de manière appropriée permet d'avoir une bonne transmission couvrant une large plage de longueurs d'onde. Le taper inversé est schématiquement illustré sur la figure 3.1.

3.2.1 Guide ridge d'accès combiné avec des "tapers" inversés

Dans ce travail de thèse, nous avons dessiné un guide d'accès de forme guide ridge qui est une combinaison de deux tapers inversés et d'un guide d'onde mono-mode pour injecter la lumière collectée de la fibre dans les cristaux photoniques. Un tel guide d'onde a été brièvement présenté dans la sous-section 2.2.1. Il comporte trois parties, d'une manière similaire à celle présentée dans la référence [MMV03]. Dans

Chapitre 3. Cavités à cristaux photoniques en approche membrane et en approche SOI ayant des facteurs de qualité élevés

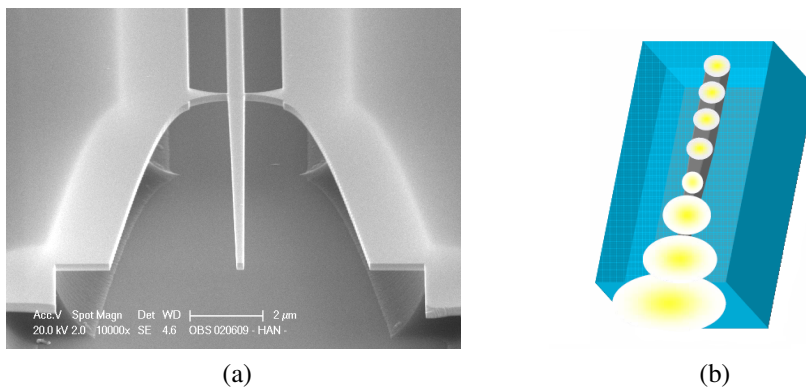


FIG. 3.2: taper inversé. Fig. (a) : vue au MEB d'un taper inversé suspendu par des nano-poutrelles. Fig. (b) : modulation de l'aire modale du champ de la lumière se propageant dans le taper inversé.

le cas des structures en membrane, les guides d'onde d'accès sont suspendus par les nano-poutrelles et dans le cas des structures en SOI, les guides d'onde d'accès reposent sur la couche de silice et ne nécessitent pas la réalisation de poutrelles. La première partie est un taper inversé, utilisé pour améliorer le couplage de l'espace libre au guide d'onde mono-mode qui présente des similitudes avec celui de la référence [TCCDR09]. La seconde partie est un guide d'onde mono-mode. La troisième partie est un autre taper inversé et permet un couplage efficace du guide d'onde mono-mode de 450 nm de large au guide d'onde à cristaux photoniques large d'environ 800 nm, c'est-à-dire $\sqrt{3}a$, avec a la constante de réseau du cristal photonique qui vaut environ 420 nm.

Un taper inversé suspendu par les poutrelles est montré sur l'image en microscopie électronique de la figure 3.2 (gauche). Il a une longueur de 10 μm et une largeur de pointe de 270 nm. L'idée de l'utilisation d'un taper inversé est de diminuer la réflexion de la lumière au niveau de la pointe et en même temps diminuer les interférences Fabry-Pérot présentes dans un guide ridge clivé. Le taper effectue en effet une variation de l'indice de réfraction effectif évolutive et légère. Une telle variation de l'indice de réfraction à la faveur du taper inversé permet une collection efficace du mode en diminuant graduellement sa surface modale. Le mode est donc petit à petit confiné dans le guide avec une réflexion faible. La configuration du mode par le taper inversé est schématiquement montrée par le schéma (droite) de la figure 3.2.

3.2. Amélioration du couplage

Des fibres optiques à maintien de polarisation avec une pointe lentillée (lensed optical fiber), qui ont un diamètre du spot d'environ $2,75 \mu\text{m}$, sont utilisées pour injecter la lumière dans les guides d'onde.

La transmission d'un guide d'onde ridge en approche membrane (sans cristal photonique) de $480 \mu\text{m}$ de long suspendu par des nano-poutrelles avec deux tapers inversés juxtaposés à chacune de ses extrémités a été mesurée optiquement et son spectre est présenté sur la figure 3.3. Le spectre est mesuré par une source d'émission spontanée large bande et un analyseur de spectre optique (OSA), dont la résolution est fixée à $0,2 \text{ nm}$. Comme on peut le voir sur la figure, la transmission présente une bande passante très large ($1400 \text{ nm} - 1700 \text{ nm}$) avec une perte faible d'environ 14 dB . De plus, les fluctuations du spectre de transmission dues aux interférences Fabry-Pérot sont très faibles sur une large bande, et elles sont estimées à environ $0,5 \text{ dB}$. En mesurant des guides d'ondes de longueurs différentes, la perte de propagation a été estimée à 4 dB/mm . Une partie des pertes est provoquée par le guide d'onde ridge avec ses nano-poutrelles. En conséquence, la perte de couplage n'est que de 6 dB par taper. Il indique que la désadaptation entre le guide d'onde et l'espace libre est réduite significativement par le taper inversé de $10 \mu\text{m}$ long. C'est une optimisation comparée au contraste de frange de 4 dB rapporté dans la référence [TLGS08, TCCDR09].

Nous avons également fait une étude sur les guides ridge avec taper en approche SOI. L'influence de la variation de la largeur de la pointe du taper inversé sur la transmission du guide d'onde ridge en approche SOI de $480 \mu\text{m}$ de long a été expérimentalement caractérisée. Les courbes de différentes couleurs, figure 3.4, montrent les transmissions d'un même guide d'onde ridge combiné avec des tapers inversés ayant des largeurs de pointe différentes. En augmentant la largeur de pointe de 280 nm à 310 nm , le spectre de transmission dérive vers les longueurs d'onde plus grandes. Pour une largeur de pointe de 310 nm , les pertes d'insertion sont faibles et valent environ 23 dB aux longueurs d'onde utiles pour ce travail de thèse, de 1500 nm à 1680 nm .

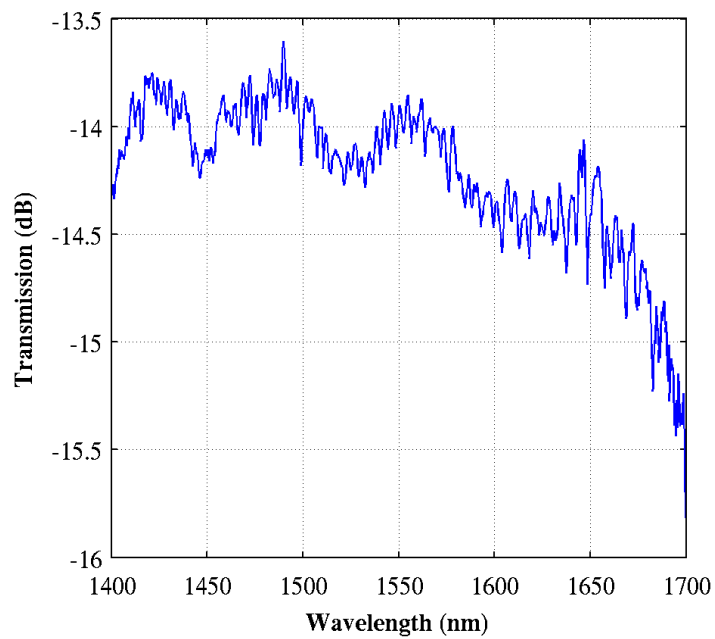


FIG. 3.3: spectre de transmission d'un guide d'onde ridge en approche membrane (sans cristal photonique) de 480 μm de long suspendu par des nano-poutrelles juxtaposé à un taper inversé à chaque extrémité.

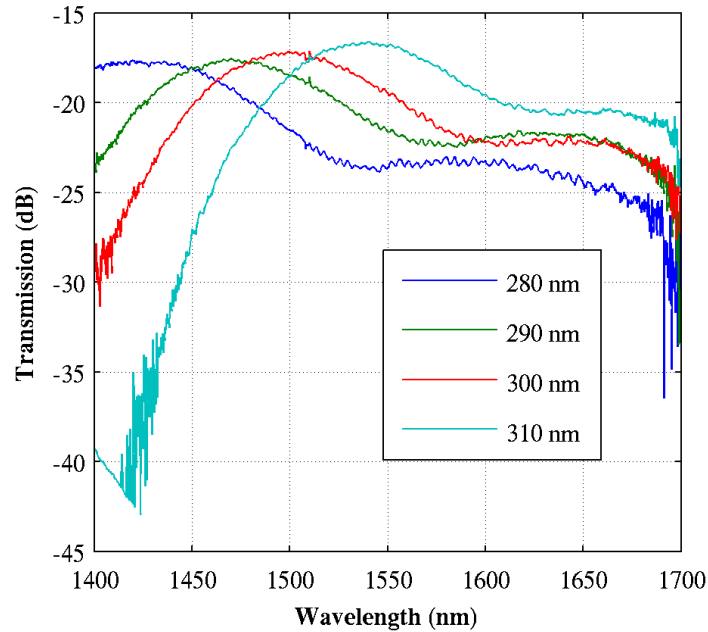


FIG. 3.4: variation du spectre de transmission des guides d'onde ridge de 480 μm de long en fonction de différentes largeurs de pointe des tapers.

3.2.2 Guide d'onde à cristaux photoniques couplé par un guide d'accès comportant un "taper" inversé en approche membrane

Le couplage direct est une manière efficace pour coupler un guide d'onde ridge à un guide d'onde à cristaux photoniques [MMV03]. Un deuxième taper inversé permet d'adapter un guide d'onde mono-mode de 450 nm à un guide d'onde à cristaux photoniques, par exemple un guide d'onde W1,02, qui a une largeur de $1,02\sqrt{3}a$ (a constante de réseau), soit 742 nm. Nous avons caractérisé la transmission d'un guide d'onde W1,02 de 25 μm de long avec ses deux guides d'onde ridge d'accès suspendus et terminés par des tapers. Il comporte deux types différents de transmission : la première de 1500 nm à 1570 nm, qui est presque exempt de résonances et l'autre, de 1570 nm à 1580 nm, juste avant la longueur d'onde de coupure, qui consiste en des résonances de type Fabry-Pérot qui ne sont pas complètement résolues par

Chapitre 3. Cavités à cristaux photoniques en approche membrane et en approche SOI ayant des facteurs de qualité élevés

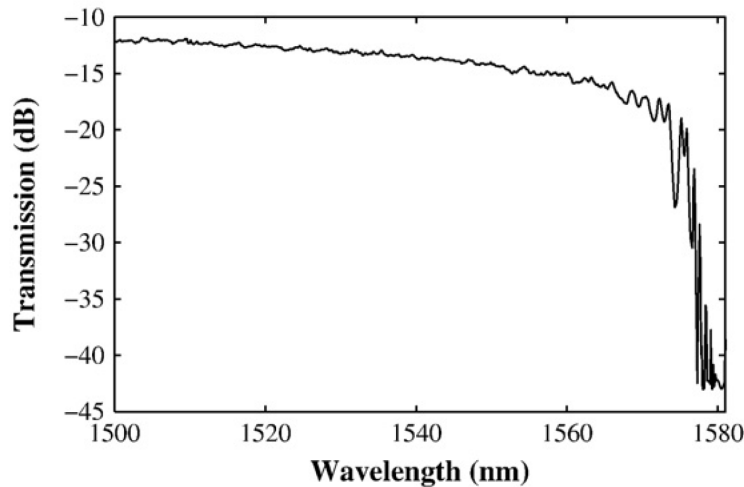


FIG. 3.5: spectre de transmission d'un guide d'onde W1,02 en approche membrane de 25 μm de long avec ces guides d'accès (résolution de l'OSA 0,2 nm).

l'analyseur de spectre [HCN⁺10].

Comme on peut le voir sur le diagramme de bandes du guide W1,02 (Fig. 3.6), le premier régime correspond à une gamme de fréquence où la vitesse de groupe de la lumière est élevée en contraste avec le second régime où la vitesse de groupe est faible [HCN⁺10]. Comme prévu, dans la gamme de fréquences de vitesse de groupe élevée, le guide d'onde à cristaux photoniques et le guide d'onde ridge d'accès ont des profils de modes et des vitesses de groupe similaires. Par conséquent, le guide d'onde W1,02 est adapté au guide d'accès puisque les pertes d'insertion de l'échantillon entier sont similaires à celles des guides ridge d'accès seuls. Les pertes d'insertion de 13 dB dans la gamme de fréquence de vitesse de groupe élevée sont similaires à celles réalisées dans les références [TCCDR09], et sont supérieures à celles rapportées dans la référence [MMV03] de 7,9 dB. Néanmoins, les faibles pertes rapportées dans la référence [MMV03] exigeait en un échantillon fabriqué au moyen de plusieurs étapes de lithographie.

Les pertes d'insertion totales sont légèrement plus hautes et d'environ 16 dB entre 1560 nm et 1565 nm où il est prévu que la cavité résonne. Ces pertes d'insertion relativement faibles permettent de mesurer le facteur de qualité de cavités couplées faiblement comme on le verra dans la section 3.3 dans ce chapitre. Aux lon-

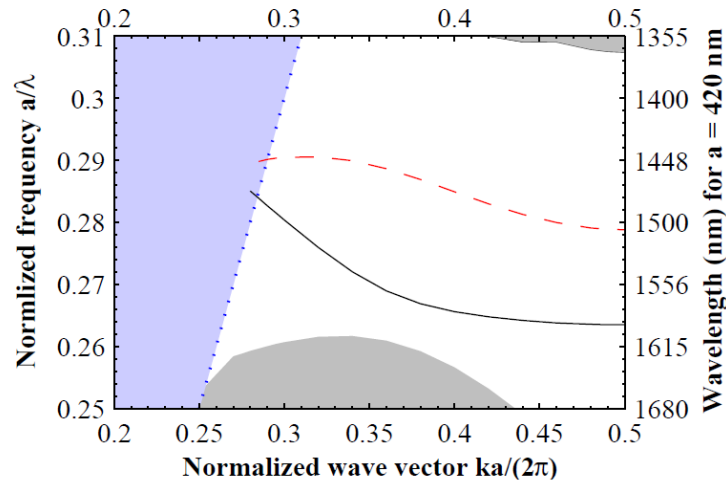


FIG. 3.6: diagramme de bandes projetées du guide d'onde W1,02 en approche membrane calculé par la méthode des ondes planes 3D.

guez d'onde plus longues, dans le régime de faible vitesse de groupe, le guide d'onde W1,02 se comporte comme une cavité Fabry-Pérot dont les modes résonants peuvent être vus dans le spectre de transmission à cause de la désadaptation entre les modes du guide ridge et du guide à cristaux photoniques. Ces modes empêchent l'utilisation de ce guide à ces fréquences pour le couplage à une cavité puisque les pertes d'insertion peuvent être supérieures à 30 dB.

3.2.3 “Taper” couvert par un guide d'onde en polymère

Une optimisation complémentaire du couplage au niveau du taper inversé en SOI est la fabrication d'un guide d'onde ridge en polymère de volume relativement important et qui couvre le taper inversé. Ceci est schématiquement montré sur la figure 3.7. Une telle structure pour optimiser le couplage a été notamment proposée par le groupe de Vlasov dans la référence [MMV03] et elle a aussi été rapportée dans les références [TYF⁺05, DEO⁺04] pour la fabrication des dispositifs optiques. La réalisation du guide en polymère couvrant le guide en silicium permet de rendre sa symétrie à l'indice de réfraction autour du guide ridge en silicium. Parce que l'indice de réfraction du polymère (par exemple, la résine PMMA $\sim 1,5$) est plus proche de celui de la silice ($\sim 1,46$) que celui de l'air (~ 1), on a une structure qua-

Chapitre 3. Cavités à cristaux photoniques en approche membrane et en approche SOI ayant des facteurs de qualité élevés

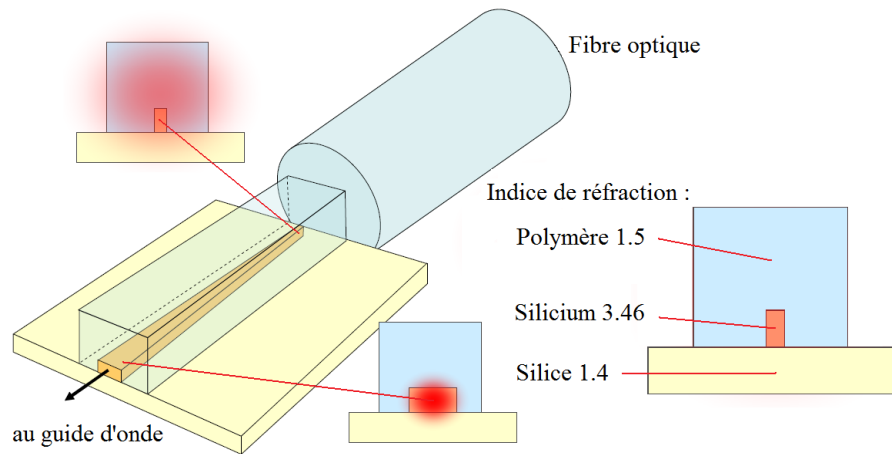


FIG. 3.7: taper inversé couvert par un guide d'onde en polymère pour améliorer le couplage fibre-à-guide. Les profils du mode se propageant dans le taper à différentes positions sont illustrés en rouge. À la pointe du taper, l'aire modale du champ est relativement grande et le champ remplit toute la facette du guide en polymère. À la fin du taper, le mode est confiné dans le taper en silicium au coeur du guide en polymère. Tout le long du taper, le profil de champ reste assez symétrique par rapport au plan grâce à la symétrie de l'indice de réfraction réalisée par le guide en polymère.

siment symétrique. Cette symétrie de l'indice de réfraction est importante pour le couplage puisque le champ issu de la fibre est symétrique, et elle permet également une réduction de la réflexion au niveau du taper. Le profil de champ de la lumière à la pointe et à la fin du taper inversé est illustré par la figure 3.7. Le profil du champ est confiné graduellement dans le guide d'onde en silicium grâce au taper inversé entouré par les milieux ayant un indice de réfraction homogène.

Nous avons porté un certain effort sur la fabrication de guides en polymère. Deux images en microscopie optique sur la figure 3.8 montrent des guides en polymère (PMMA) couvrant des guides en silicium. Les nombreux tests que nous avons effectués nous ont montré les contraintes reposant sur ce moyen d'amélioration du couplage : la couche de polymère épaisse de $2 \mu\text{m}$ ne tient pas solidement sur le substrat en particulier pendant l'étape de découpe, qui comporte un rinçage par un flux d'eau important sur l'échantillon pour le refroidissement. Des phénomènes de décollage se produisent ainsi fréquemment. De plus, la réalisation de guides en po-

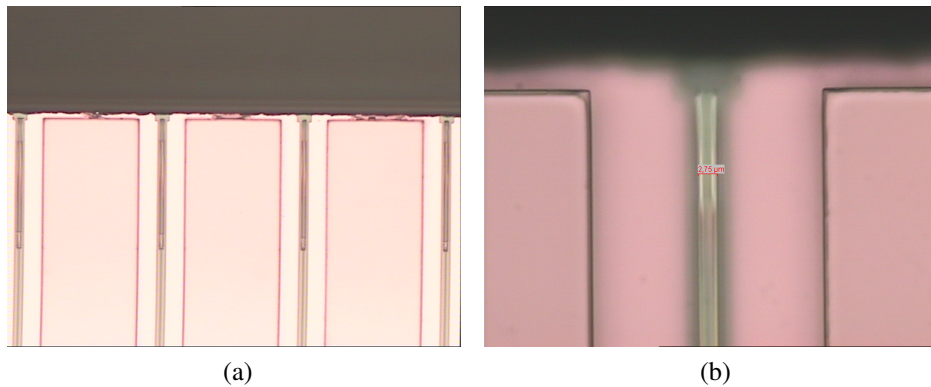


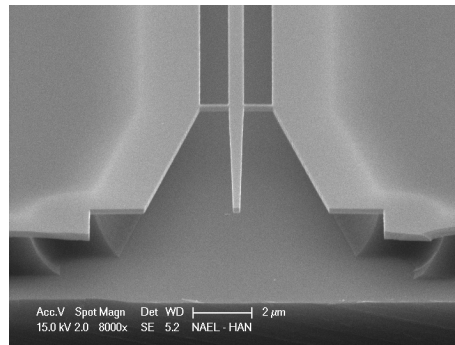
FIG. 3.8: images de microscopie optique des guides d'onde en polymère couvrant des guides d'onde ridge. Fig. (a) : vue globale de la facette sciée d'un échantillon ayant des guides d'onde en polymère pour l'amélioration le couplage de la lumière. Fig. (b) : vue zoomée de l'extrémité d'un guide. Le guide d'onde en polymère est de $2,75\ \mu\text{m}$ de large et de $2\ \mu\text{m}$ de long. Son coeur, un taper inversé en silicium, peut être difficilement distingué.

lymère exige une étape de lithographie électronique additionnelle, qui augmente la complexité de fabrication. Par conséquent, nous n'avons pas cherché à améliorer davantage le processus de fabrication de ce moyen de couplage d'autant plus que les quelques structures réalisées n'ont pas montré d'améliorations drastiques du couplage.

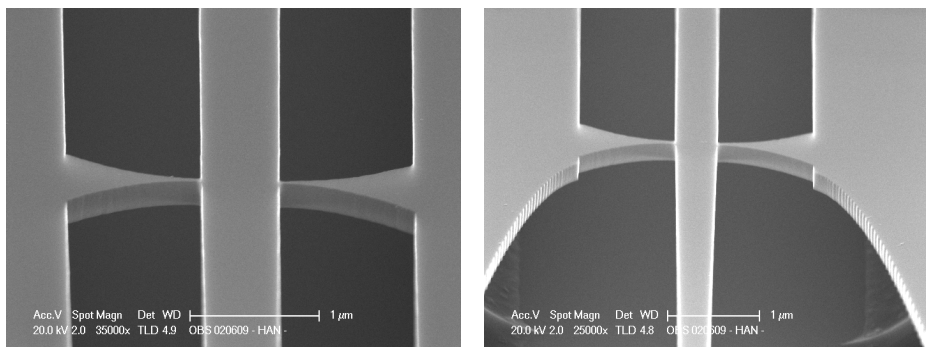
3.2.4 Nano-poutrelles de largeur variable pour les guides ridge d'accès

Les guides ridge d'accès en membrane sont suspendus par des nano-poutrelles (Fig. 3.9). La longueur de la nano-poutrelle est de $1\ \mu\text{m}$. Parce qu'un effet de contre-réaction distribuée peut avoir lieu dans le guide d'onde ridge, les poutrelles sont séparées de manière non-périodique par une distance variant entre $30\ \mu\text{m}$ et $34\ \mu\text{m}$. Comme les poutrelles traditionnelles rectangulaires (Fig. 3.9a) avec une largeur inférieure à $100\ \text{nm}$ ne présentaient pas une stabilité mécanique satisfaisante, nous avons donc dessiné des nano-poutrelles de largeur variable, de $70\ \text{nm}$ du côté supportant le guide d'onde à une largeur de $500\ \text{nm}$ de l'autre côté.

Chapitre 3. Cavités à cristaux photoniques en approche membrane et en approche SOI ayant des facteurs de qualité élevés



(a)



(b)

(c)

FIG. 3.9: images MEB des différentes parties d'un guide d'onde suspendu. Fig. (a) : un taper inversé suspendu par des poutrelles traditionnelles rectangulaires. Fig. (b) : une nano-poutrelle de largeur variable supportant un guide d'accès [HCN⁺10]. Fig. (c) : une nano-poutrelle de largeur variable à l'interface entre un taper inversé et un guide d'onde mono-mode.

3.3 Designs optimisés pour des cavités à cristaux photoniques en membrane avec un facteur de qualité supérieur à 2 millions

3.3.1 Description des structures

Les structures étudiées contiennent une cavité à cristaux photoniques, deux guides d'onde à cristaux photoniques pour coupler à la cavité et deux guides ridge suspendus par des nano-poutrelles pour injecter la lumière dans le guide d'onde à cristaux photoniques. La structure des guides ridge d'accès a été présentée dans la sous-section 3.2.1. La cavité et les guides de couplage à cristaux photoniques sont similaires à ceux décrits dans la référence [KNM⁺06]. La structure est montrée sur l'image MEB d'un échantillon que nous avons fabriqué dans la salle blanche de l'IEF (Fig. 3.10). Une cavité est réalisée en modulant la largeur d'un défaut linéique qui vaut $0,98\sqrt{3}a$ initialement, où a est la période des cristaux photoniques. Les guides d'onde à cristaux photoniques servant à injecter la lumière (en haut à gauche et à droite de la structure à cristaux photoniques) ont une largeur de $1,02\sqrt{3}a$. La séparation horizontale entre la cavité et les guides d'onde de couplage est de 5 rangées et le nombre de trous entre les deux guide d'onde d'accès est de 25 (Fig. 3.10). Les cavités à cristaux photoniques et les guides d'ondes sont typiquement fabriqués dans la direction ΓK . Les déplacements des trous étiquetés A, B et C qui définissent la cavité sont de 9 nm, 6 nm et 3 nm respectivement.

Le guide d'onde de couplage à cristaux photoniques a une largeur de $1,02\sqrt{3}a$ afin d'avoir une bonne transmission entre 1560 nm et 1565 nm où la résonance de la cavité doit avoir lieu. Différentes structures ont été testées. Le nombre de rangées entre la cavité et les guides d'onde de couplage est de 5 ou 6 tandis que le nombre de trous situés entre les deux guides de couplage varie entre 20 et 25. La longueur totale de l'échantillon est de 500 μm pour faciliter la manipulation.

Une différence de ce type de cavités en comparaison avec les cavités en double hétéro-structure [SNAA05] est que le décalage des trous est dans des directions orthogonales par rapport à la direction du défaut linéique. La superficie de la mo-

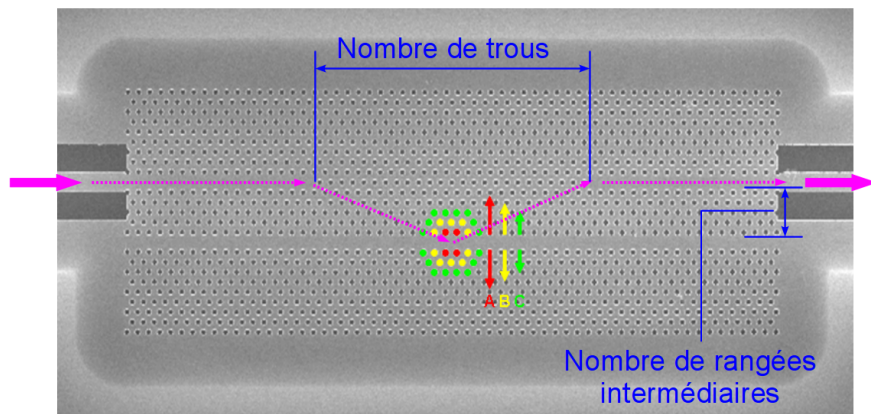


FIG. 3.10: image MEB d'une cavité et des guides d'onde de couplage à cristaux photoniques. Les trous de la cavité décalés de 9 nm, 6 nm et 3 nm sont colorés en rouge, jaune et vert et étiquetés A, B et C respectivement [HCN⁺10].

dulation locale structurale relativement petite de ce type de cavités pourrait être un avantage pour l'intégration des dispositifs basés sur les cristaux photoniques [KNM⁺06].

3.3.2 Modélisation FDTD

À l'aide d'un code en FDTD 3D développé localement, la dépendance du facteur de qualité à la longueur de couplage aux guides d'onde d'accès a été évaluée. Comme dans les expériences, le nombre de trous dans le guide d'onde de couplage varie entre 20 et 25 tandis que la séparation horizontale entre la cavité et les deux guides d'onde de couplage est de 5 ou 6 rangées. Le rayon r et l'épaisseur de la couche de silicium d sont de $0,25a$ et $0,48a$ respectivement quand $a=420$ nm est la constante du réseau. La couche intermédiaire d'air entre la membrane et le substrat de silicium est épaisse de $2 \mu\text{m}$ et l'indice de réfraction du silicium est défini à 3,45. Le pas spatial de la simulation FDTD est $a/16$.

Le facteur de qualité intrinsèque de la cavité (cavité sans guide d'onde de couplage ni substrat enfoui en silicium) est évalué de 4×10^7 par la simulation, qui est une valeur beaucoup plus élevée que celles qui ont été réalisées expérimentalement [SNAA05, KNM⁺06, NFA07, CDRTB08]. Néanmoins, quand les guides d'onde de

3.3. Designs optimisés pour des cavités à cristaux photoniques en membrane avec un facteur de qualité supérieur à 2 millions

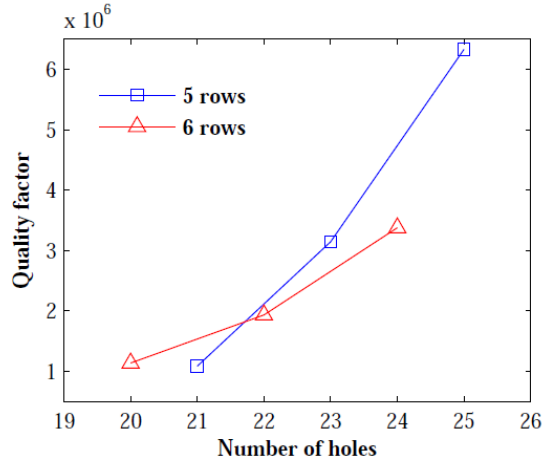


FIG. 3.11: facteurs de qualité simulés des cavités chargées en fonction du nombre de trous entre les deux guides d'accès et pour deux différentes distances de séparation (modélisation de FDTD 3D).

couplage et le substrat enfoui en silicium sont aussi considérés dans la simulation, le facteur de qualité varie de $1,05 \times 10^6$ à $6,6 \times 10^6$ pour un couplage de 5 rangées avec 21 à 25 trous et de $1,1 \times 10^6$ à $3,3 \times 10^6$ pour un couplage de 6 rangées avec 20 à 24 trous (Fig. 3.11). Le facteur de qualité évolue presque linéairement avec le nombre de trous bouchés dans le guide d'onde de couplage et la pente de la courbe est plus grande dans le cas de 5 rangées intermédiaires. Si le substrat enfoui en silicium n'est pas pris en compte, ces valeurs sont peu affectées. Ces résultats montrent clairement que les facteurs de qualité sont limités par les perturbations introduites pour le couplage.

Dans le cas d'une séparation de 6 rangées, le facteur de qualité est similaire à celui rapporté dans la référence [KNM⁺06]. Les facteurs de qualité des cavités séparées du guide d'onde W1,02 par seulement 5 rangées peuvent être deux fois plus élevés que ceux des cavités avec une séparation de 6 rangées. Ce n'est pas complètement surprenant car dans la référence [KTT⁺08], il a été montré que les cavités à cristaux photoniques avec des barrières latérales étroites de quelques périodes du cristal photonique peuvent néanmoins avoir des facteurs de qualité élevés de $1,7 \times 10^6$ et dépendant de la frontière externe de ces barrières. Dans le cas de nos simulations, la perturbation du réseau du cristal photonique par le guide élargi de couplage W1,02

Chapitre 3. Cavités à cristaux photoniques en approche membrane et en approche SOI ayant des facteurs de qualité élevés

pourrait probablement expliquer ce comportement grâce à la modification légère du champ radiatif de la cavité.

3.3.3 Facteurs de qualité mesurés pour différents couplages

Nous avons utilisé le montage expérimental que nous avons présenté dans la partie 2.4.2 du chapitre deux pour mesurer le facteur de qualité de nos cavités. Les cavités fabriquées sont mesurées par une source laser accordable avec une résolution de 0,1 pm. Nous avons fait attention à éviter toute variation de température de l'échantillon. La puissance injectée dans le guide d'onde à cristaux photoniques est comprise entre 10 et 100 nW en fonction de la transmission de l'échantillon. La figure 3.12 (haut) montre la dépendance du facteur de qualité (gauche) et la transmission (droite) des six cavités identiques pour différents couplages. Le nombre maximal de trous bouchés entre les deux guides d'onde de couplage, qui permet d'atteindre une puissance transmise suffisamment grande pour la mesure du facteur de qualité, est de 25 et 24 trous dans le cas de 5 et 6 rangées intermédiaires respectivement. Il montre que le facteur de qualité le plus élevé est d'environ 2 millions et est obtenu pour une cavité séparée de 5 rangées des guides d'onde de couplage entre lesquels 25 trous ont été creusés. Le spectre de transmission des cavités couplées aux guides d'ondes W1,02 avec 21 et 25 trous bouchés avec un décalage de 5 rangées est représenté en bas de la figure 3.12 à gauche et à droite respectivement. Grâce aux mesures de transmission et aux facteurs de qualité mesurés, le facteur de qualité non-chargé des cavités peut être estimé entre $1,5 \times 10^6$ et $2,2 \times 10^6$ pour le couplage à 5 rangées et entre $0,99 \times 10^6$ et $1,06 \times 10^6$ pour le couplage à 6 rangées. Ces valeurs sont très proches des valeurs expérimentales et indiquent que les cavités sont produites d'une manière très reproductible. L'effet contre-intuitif qu'une séparation petite entre la cavité et les guides de couplage peut être plus favorable qu'une séparation plus large pour atteindre le facteur de qualité le plus élevé, comme prédit par la modélisation discutée dans la sous-section 3.3.2, est observé expérimentalement.

Le facteur de qualité expérimental est en accord avec celui simulé parce qu'il est seulement deux à trois fois plus bas que celui simulé quand les guides d'onde de couplage sont pris en compte. Comme dans la simulation, le facteur de qualité évo-

3.3. Designs optimisés pour des cavités à cristaux photoniques en membrane avec un facteur de qualité supérieur à 2 millions

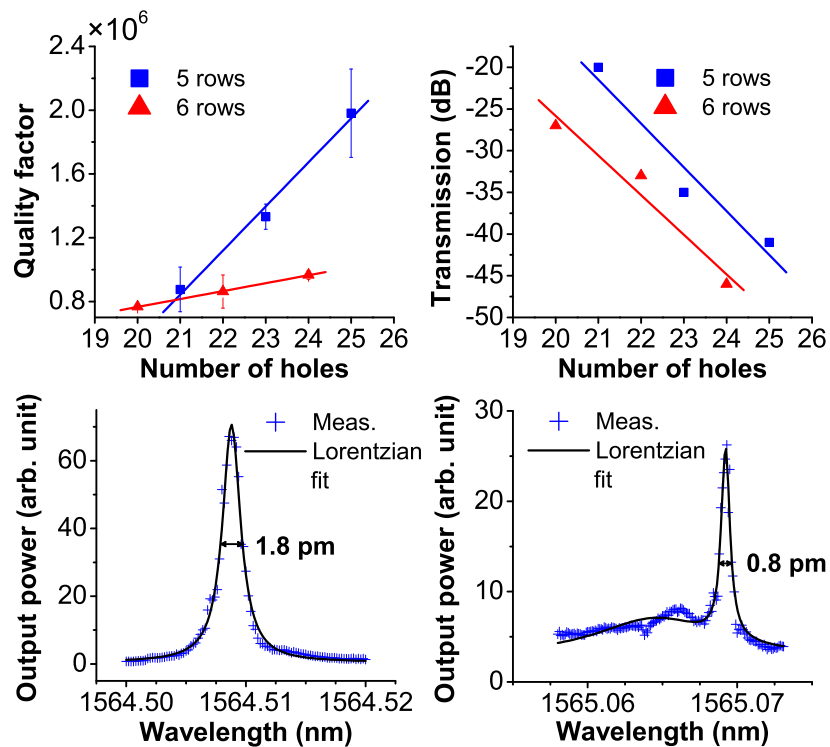


FIG. 3.12: Haut : facteurs de qualité (gauche) et transmissions (droite) mesurés pour différents nombres de trous entre les deux guides de couplage W1,02. Bas : spectre de transmission mesuré de la cavité pour 21 (gauche) et 25 (droite) trous entre deux guides W1,02 ayant un couplage de 5 rangées éloignées de la cavité. Le facteur de qualité est supérieur à 2 millions.

lue presque linéairement avec le nombre des trous entre les deux guides d'onde de couplage à cristaux photoniques et la pente de la courbe est plus forte dans le cas de cinq rangées intermédiaires. Le facteur de qualité expérimental plus bas est traditionnellement attribué au désordre de fabrication et à la rugosité des trous [HTT⁺09]. En effet, en modifiant la géométrie du réseau idéal, la symétrie du réseau est perturbée et la diffusion est augmentée ceci conduit à une réduction du facteur de qualité idéal. Un facteur de qualité additionnel Q_{loss} peut être introduit comme dans la référence [TTH⁺08] pour tenir compte de ces imperfections. Le facteur de qualité expérimental Q_{exp} est donc relié au simulé Q_{sim} par : $1/Q_{exp} = 1/Q_{sim} + 1/Q_{loss}$ avec un Q_{loss} égale à 3×10^6 pour une séparation de 5 rangées. Cette valeur de Q_{loss} , qui est reliée à la précision des processus technologiques courants, limite les facteurs de qualité atteints à des valeurs proches de 3×10^6 . Par conséquent, l'augmentation ultérieure du facteur de qualité expérimental exigera une amélioration des processus technologiques associés à un design de couplage adéquat.

3.4 Nouveau design des cavités en approche SOI pour la réalisation de facteur de qualité élevé

3.4.1 Modélisation FDTD

En plus des études sur des cavités en approche membrane, nous avons également étudié des cavités en approche SOI dans ce travail de thèse. Pour l'approche SOI, la couche intermédiaire de silice des substrats SOI n'est pas retirée par de l'acide *HF*. Autrement dit, les structures en silicium reposent sur la couche de silice. Comparée avec l'approche membrane, l'approche SOI présente deux avantages : les structures en approche SOI présentent une meilleure stabilité mécanique et dissipation thermique que celles suspendues en approche membrane ; la fabrication des structures en approche SOI est plus simple parce qu'elle n'a pas besoin d'étape de gravure de la silice à l'acide *HF*. Néanmoins, le couplage de la lumière et la réalisation de facteur de qualité élevé sont relativement plus durs pour l'approche SOI que pour l'approche membrane.

3.4. Nouveau design des cavités en approche SOI pour la réalisation de facteur de qualité élevé

Nous avons dessiné une nouvelle structure de cavité à cristaux photonique, qui est réalisée par une modulation locale de largeur de défaut linéique de cristal photonique. Au lieu de déplacer des trous dans plusieurs rangées d'un guide d'onde comme la structure de type Kuramochi, le déplacement des trous n'est appliqué que sur les 8 trous dans la première rangée de part et d'autre du guide d'onde. La structure est schématiquement présentée sur la figure 3.13. Notons ici que les distances de déplacement de tous les trous sont exagérées sur cette figure pour plus facilement distinguer les déplacements. Les 2×8 trous au centre de la structure en couleur chaude présentent ces déplacements par rapport à leurs positions originales dans le guide d'onde. Ces trous sont éloignés selon la direction y . La distance de déplacement des quatre trous en rouge est noté dA . Les quatre trous voisins en orange sont décalés par une distance dB . Les trous en jaune foncé et en jaune clair sont respectivement décalés d'une distance dC et dD . On a la relation proportionnalité entre ces quatre distances : $dA : dB : dC : dD = 4 : 3 : 2 : 1$, ce qui présente une relation graduelle. L'idée est de confiner plus "gentiment" la lumière dans la cavité que dans les cas membranes [SNAA05]. En effet, nous avons obtenu expérimentalement un facteur de qualité Q de 40 000 à 80 000 selon différents couplages et un facteur de qualité simulé de 100 000 pour une structure de cavité de type Kuramochi réalisée en approche SOI [HCH⁺]. Pour la nouvelle structure proposée, la transition des trous déplacés est plus douce que dans le cas de type Kuramochi en membrane [HCN⁺10] ou en approche SOI [HCH⁺]. Grâce à elle, on espère un meilleur facteur de qualité Q même si on perd légèrement sur le volume modal.

Les valeurs typiques pour ces quatre distances dans nos études sont $dA=8$ nm, $dB=6$ nm, $dC=4$ nm et $dD=2$ nm. La largeur du guide d'onde est marqué "WB" (Width of Barrier). Notons qu'à chaque extrémité du guide d'onde, trois rangées de trous sont éloignées de ces positions originales, montrées par trois couleurs froides différentes respectivement (bleu foncé, bleu et bleu clair). Comme on le voit sur la figure, ces déplacements présentent une relation graduelle. Cet élargissement du guide d'onde peut pratiquement améliorer le couplage de la lumière dans la cavité. On distingue donc le guide d'onde en deux parties : le guide de barrière et le guide de couplage (guide élargi). Dans ce cas, on introduit cinq nouveaux paramètres pour la structure : "WC" (Width of Coupling) est la largeur du guide de couplage, "LC" (Length of

Chapitre 3. Cavités à cristaux photoniques en approche membrane et en approche SOI ayant des facteurs de qualité élevés

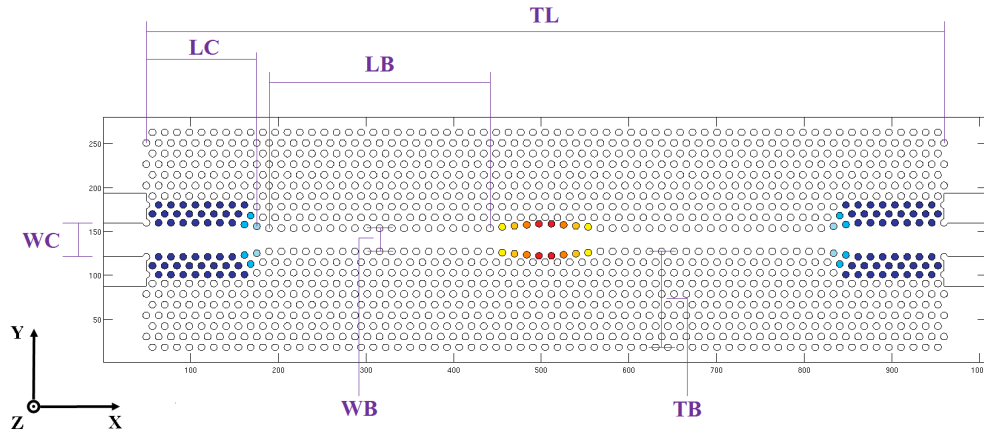


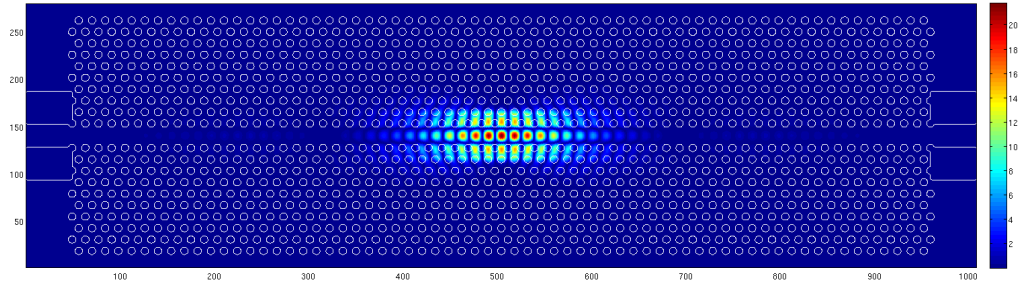
FIG. 3.13: schéma de la structure de cavité. Les déplacements des trous pour la cavité et pour le couplage (trous colorés) sont exagérés pour mieux les distinguer.

Coupling) est la longueur du guide de couplage, “LB” (Length of Barrier) est le nombre de trous représentant la longueur de guide de barrière, “TL” (Total Length) est le nombre de trous total de la cavité et “TB” (Thickness of Barrier) nombre de rangées de trous représentant la largeur de la barrière du cristal (Fig. 3.13).

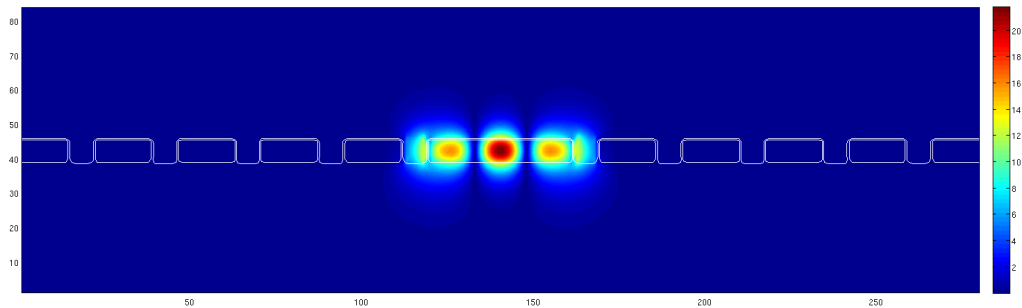
Nous avons utilisé la méthode FDTD 3D que nous avons présentée dans le chapitre 1.5.2 pour simuler cette nouvelle structure de cavité par le logiciel MEEP du MIT. La structure simulée a une constante de réseau a de 416 nm. Une couche de silicium d’épaisseur 200 nm repose sur une couche de silice ayant une épaisseur infinie grâce à l’utilisation de PML. Le rayon de trous est défini à 104 nm. Les constantes diélectriques ϵ pour le silicium et la silice sont de 11,6964 et de 2,1025 respectivement.

La figure 3.14 (haut) illustre la distribution de la composante du champ électrique quand la cavité a été excitée par une source impulsionnelle centrée à la longueur d’onde de résonance et que cette dernière a été éteinte. Dans cette simulation, le guide de barrière a la même largeur que celle du guide de couplage, qui est égale à $W1,06 (1,06\sqrt{3}a)$. C’est-à-dire que l’extrémité du guide n’est pas élargie pour le couplage. Les déplacements de trous, dA , dB , dC et dD , sont définis à 8, 6, 4, 2 nm respectivement. Elle montre que le champ est effectivement confiné dans la cavité grâce à la modification des deux premières rangées centrales de trous. La

3.4. Nouveau design des cavités en approche SOI pour la réalisation de facteur de qualité élevé



(a) vue de dessus



(b) vue en tranche

FIG. 3.14: profil de la composante du champ électrique \mathbf{E}_y . L'énergie du champ est bien confinée dans la cavité et le volume de champ est relativement petit. Fig. (a) : vue de dessus de la cavité. Fig. (b) : vue en tranche de la cavité. La tranche correspond au plan yz au centre de la cavité.

distribution du même champ \mathbf{E}_y vue par la tranche au centre de la cavité dans la direction y , est montrée par la figure 3.14 (bas). Ces deux figures montrent que le volume modal du mode résonant de cette cavité est relativement petit, ce qui peut renforcer l'interaction matière-lumière [AASN03]. Le volume modal est estimé à environ $1,7 \times 10^{-13} \text{ cm}^3$ ($V \approx 1,63(\lambda/n)^3$), à l'aide de l'équation 1.27 que nous avons présentée dans le chapitre 1. C'est environ deux 2 fois plus que dans le cas membrane. Un volume modal de $7 \times 10^{-14} \text{ cm}^3$ et un volume de $1,4$ à $2 (\lambda/n)^3$ ont été rapportés dans les références [AASN03] et [KNM⁺06] respectivement.

Nous avons également sondé l'évolution temporelle du champ magnétique \mathbf{H}_z dans la cavité et nous l'avons utilisée pour calculer le facteur de qualité de cavité à l'aide de la méthode de Prony [Mar87, VPVP94]. Elle est montrée sur la figure 3.15.

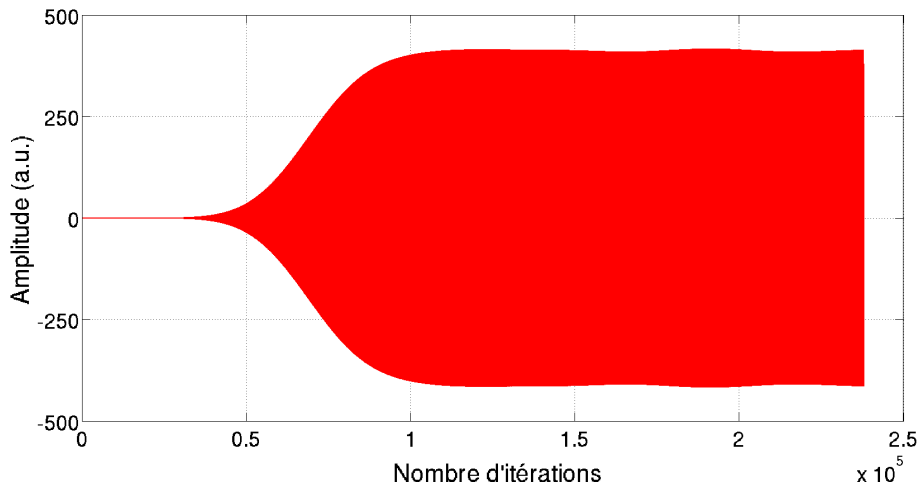


FIG. 3.15: évolution temporelle du champ magnétique \mathbf{H}_z dans la cavité. Le traitement des données de l'évolution du champ avec une source large donne des informations sur l'évolution de différents modes du cristal.

3.4.2 Variation du facteur de qualité en fonction des dimensions de la structure

Les évolutions du facteur de qualité de la nouvelle structure de cavité en fonction des différents paramètres structurels ont été étudiées numériquement à l'aide du logiciel MEEP. La structure en SOI, qui est schématiquement montrée sur la figure 3.13 a été simulée avec un rayon de trous r de $0,25a$ (104 nm) et les décalages de trous dA , dB , dC et dD de 8, 6, 4, 2 nm respectivement. L'épaisseur de la barrière "TB" est de 10 rangées de trous. La longueur du guide de barrière "LB" est de 19 trous, la longueur du guide de couplage "LC" est de 10 trous et la longueur total du cristal photonique "TL" est de 66 trous.

Nous avons premièrement étudié l'évolution du facteur de qualité de la cavité en fonction de la largeur du guide de barrière "WB". La largeur du guide de barrière "WB" est égale à celle du guide de couplage "WC" dans ce cas et varie de $W1$ à $W1,14$. Il n'y a donc pas d'élargissement de la largeur du guide de couplage par rapport de la largeur du guide de barrière. La courbe de la figure 3.16 montre un facteur de qualité élevé jusqu'à 8 millions avec une largeur "WB" de $W1,06$ ($1,06\sqrt{3}a$). Notons ici qu'une largeur de $W1,07$ et $W1,08$ nous donnent aussi un

3.4. Nouveau design des cavités en approche SOI pour la réalisation de facteur de qualité élevé

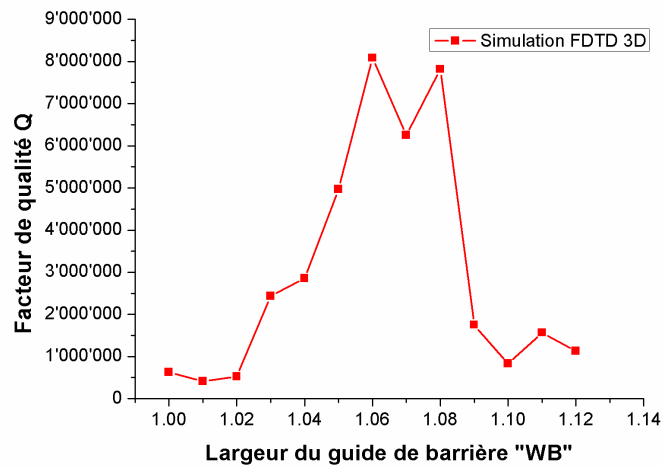


FIG. 3.16: facteur de qualité Q en fonction de la variation de la largeur du guide de barrière "WB".

facteur de qualité élevé de 6,2 millions et de 7,8 millions respectivement.

Nous avons ensuite étudié l'influence du facteur de qualité par une variation du décalage de trous de cavité dA de 4 nm à 20 nm. Les décalages dB , dC et dD varient respectivement en maintenant la relation de proportionnalité entre dA , dB , dC et dD . La largeur du guide de couplage et la largeur du guide de barrière sont définies à $W1,06$, comme $W1,06$ nous permet d'obtenir le facteur de qualité le plus élevé. La courbe de la figure 3.17 nous montre que le décalage de trous de cavité dA de 8 nm donne un facteur de qualité plus élevé de 8 millions.

Par ailleurs, nous avons également calculé l'influence du facteur de qualité en fonction de la variation du rayon de trous. Le décalage dA est égal à 8 nm et on a "WC"="WB"= $W1,06$. Le rayon de trous normalisé (r/a) des cristaux photoniques varie de $0,22a$ à $0,27a$. Le rayon de $0,24a$ nous permet d'obtenir un facteur de qualité le plus élevé. Le facteur de qualité est estimé à environ 8,8 millions par le calcul.

3.4.3 Amélioration de couplage de la lumière à la cavité

Bien qu'une cavité parfaite doive théoriquement avoir une transmission quasiment nulle, la transmission est quand même un facteur critique pour la mesure du facteur

Chapitre 3. Cavités à cristaux photoniques en approche membrane et en approche SOI ayant des facteurs de qualité élevés

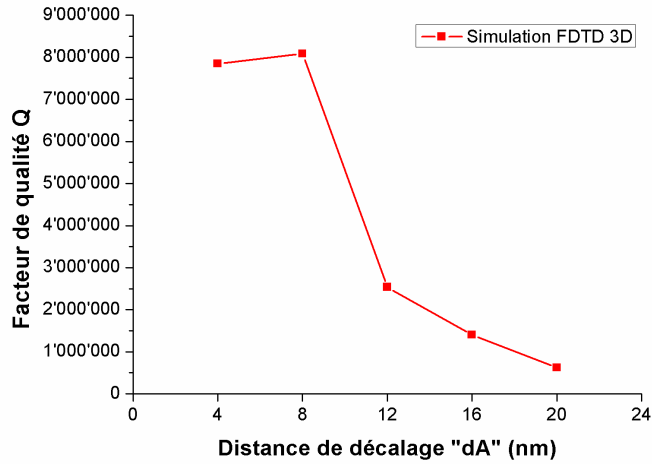


FIG. 3.17: facteur de qualité Q en fonction de la variation du décalage de trous dA . Les décalages dB , dC et dD varient respectivement en maintenant la relation de proportionnalité entre dA , dB , dC et dD .

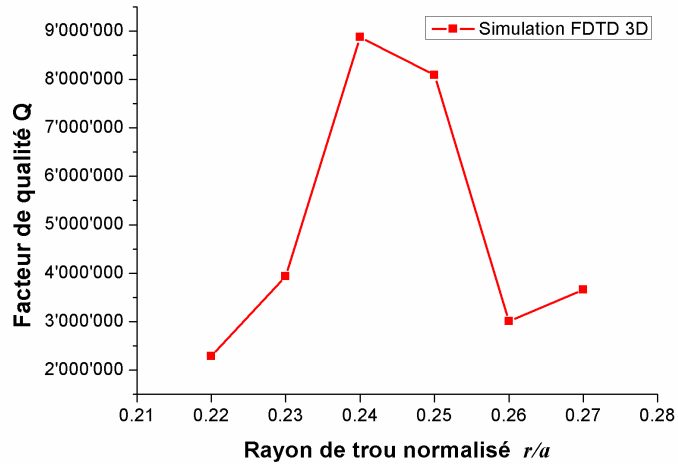


FIG. 3.18: facteur de qualité Q en fonction de la variation du rayon des trous.

3.4. Nouveau design des cavités en approche SOI pour la réalisation de facteur de qualité élevé

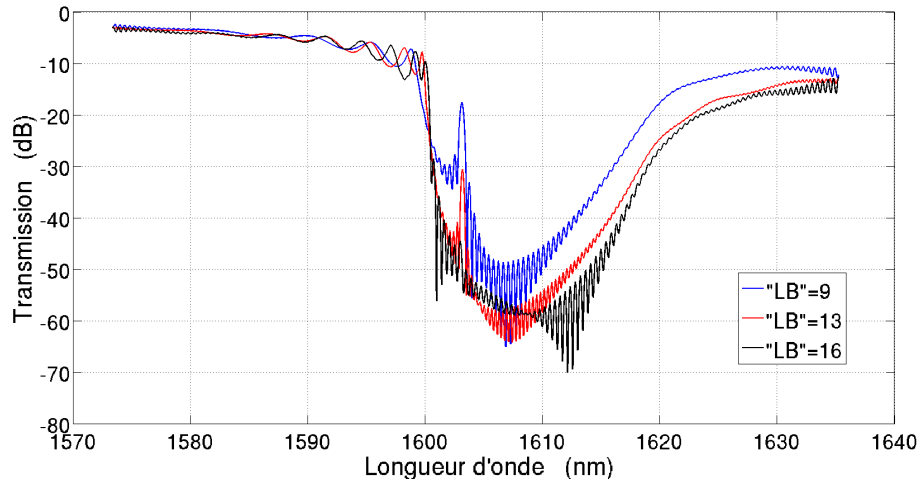


FIG. 3.19: spectres de transmission des cavités ayant différentes longueurs du guide de barrière “LB” pour une cavité ($dA=8$ nm, “WB”=W1,06) sans guide de couplage (LC=0).

de qualité de la cavité. Nous avons calculé les spectres de transmission pour des structures courtes pour étudier l’influence sur la transmission de la longueur de la structure, comme on peut la voir sur la figure 3.19. Notons ici que les oscillations au fond de la vallée des spectres sont des artefacts de simulation liés à la manière dont le logiciel MEEP fait ses calculs. En effet, avec l’augmentation de la précision et de la durée de simulation, ces artefacts de simulation seraient drastiquement réduits. Nous avons simulé trois cavités avec différentes longueurs du guide de barrière “LB” sans guide de couplage (“LC”=0). Dans ce cas, les guides de barrières sont directement reliés aux guides ridges. Le décalage des trous dA est de 8 nm, la largeur des guides de barrière “WB” est de W1,06 et la longueur du guide de barrière “LB” varie de 9 à 16 trous. Comme les longueurs des structures simulées ici sont beaucoup plus courtes comparées avec celles des simulations précédentes, les facteurs de qualité ici sont relativement moins élevés. L’évolution du facteur de qualité et l’évolution de la transmission à la résonance en fonction de la longueur du guide de barrière “LB” sont montrées numériquement sur la figure 3.20. Les deux courbes nous montrent une tendance : avec l’augmentation de la longueur de structure, en particulier de la longueur du guide de barrière, la transmission à la résonance baisse et le facteur de qualité monte.

Chapitre 3. Cavités à cristaux photoniques en approche membrane et en approche SOI ayant des facteurs de qualité élevés

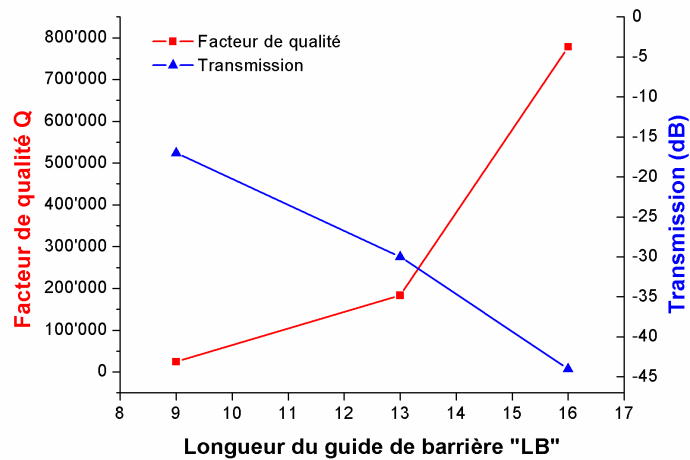


FIG. 3.20: évolution de la transmission et du facteur de qualité à la résonance en fonction de la variation de la longueur du guide de barrière "LB" pour une cavité ($dA=8$ nm, "WB"=W1,06) sans guide de couplage (LC=0).

En regard de cette tendance, on doit trouver une solution pour améliorer le couplage de la lumière dans la cavité et maintenir un facteur de qualité relativement élevé. C'est pourquoi nous avons simulé la même structure ayant "LB"=9 et "WB"=W1,06, combinée avec un guide de couplage ayant "LC"=7 et d'une largeur élargie "WC" variant de W1,06 à W1,14. La somme de longueur du guide de couplage "LC" et du guide de barrière "LB" est donc $9+7=16$. Par conséquent, une telle structure avec "WC"=W1,06 est équivalente à une structure sans guide de couplage ("LC"=0) ayant une longueur de barrière "LB"=16. Les courbes sur la figure 3.21 nous présentent les spectres de transmission pour différents couplages.

Les facteurs de qualité et les transmissions à la résonance sont synthétisés sur la figure 3.22. La figure montre que l'élargissement de la largeur du guide de couplage peut évidemment augmenter la transmission de résonance d'un facteur maximal allant jusqu'à 30 dB ("WC"=W1,10). Mais le facteur de qualité dans ce cas est dégradé par un facteur 25.

Par contre, nous pouvons quand même trouver certaines largeurs du guide de couplage qui s'avèrent intéressantes. Nous pouvons comparer les cavités ayant des guides de couplage ("LB"=9,"LC"=7) avec une cavité sans guide de couplage ("LB"=9,

3.4. Nouveau design des cavités en approche SOI pour la réalisation de facteur de qualité élevé

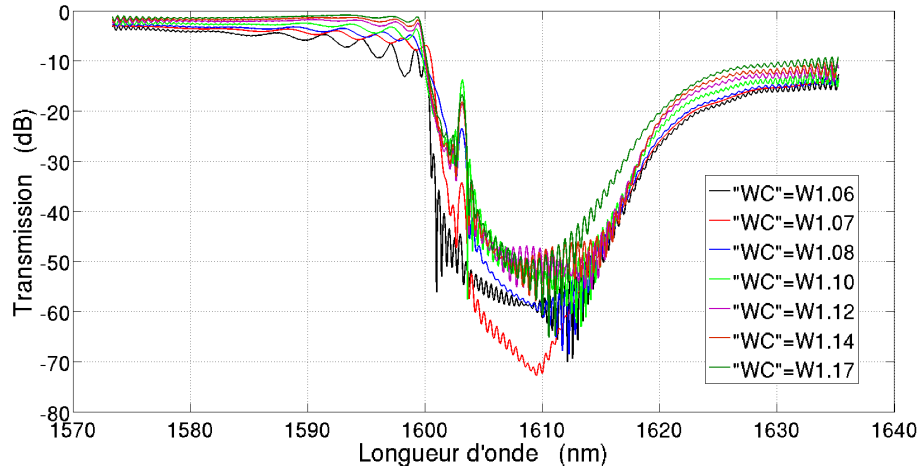


FIG. 3.21: spectres de transmission des cavités ayant différentes largeurs du guide de couplage "WC" pour une cavité ($dA=8$ nm, "WB"=W1,06, "LB"=9) avec des guides de couplage ("LC"=7).

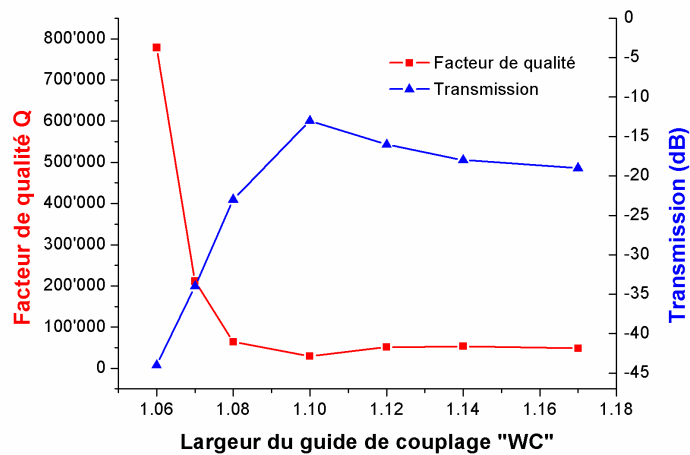


FIG. 3.22: évolution de la transmission et du facteur de qualité à la résonance en fonction de la variation de la largeur du guide de couplage "WC" pour une cavité ($dA=8$ nm, "WB"=W1,06, "LB"=9) avec des guides de couplage ("LC"=7).

Chapitre 3. Cavités à cristaux photoniques en approche membrane et en approche SOI ayant des facteurs de qualité élevés

“LB”	“LC”	“WC”	Facteur de qualité Q	Transmission (dB)
9	0	/	24 327	-18
13	0	/	183 624	-30
16	0	/	778 512	-44
9	7	W1,06	778 512	-44
9	7	W1,07	211 040	-34
9	7	W1,08	63 931	-23
9	7	W1,10	29 078	-13
9	7	W1,12	51 210	-16
9	7	W1,14	53 740	-18
9	7	W1,17	48 439	-18
19	0	/	2 471 429	/
29	0	/	8 084 527	/

TAB. 3.1: facteur de qualité Q et transmission à la résonance pour les cavités ayant une largeur du guide de barrière “WB”=W1,06 avec ou sans guides de couplage. Les deux cavités indiquées en bleu et gras sont équivalentes.

“LC”=0). Le tableau 3.1 est un bilan du facteur de qualité et de la transmission à la résonance pour les cavités (“WB”=W1,06) ayant différentes longueurs de barrière “LB” et différentes largeurs de couplage “WC”. Cette dernière présente un facteur de qualité de 24 327 et une transmission de -18 dB. La cavité avec un guide de couplage (“WC”=W1,12) présente une amélioration légère de couplage de 2dB et à la fois présente une augmentation du facteur de qualité par un facteur 2. En parallèle, les couplages “WC”=W1,14 et “WC”=W1,17 nous apportent une augmentation du facteur de qualité d’un facteur 2 tout en maintenant la même valeur de transmission de -18 dB. De plus, le couplage “WC”=W1,07 est aussi intéressant en comparaison de la cavité (“LB”=16, “LC”=0) et la cavité (“LB”=9, “LC”=7, “WC”=W1,07). Parce que le couplage “WC”=W1,07 nous permet d’obtenir une amélioration de la transmission de 10 dB ne divisant le facteur de qualité que par un facteur raisonnable de 3,7. D’ailleurs, comparée avec la cavité (“LB”=9, “LC”=0), la cavité (“LB”=9, “LC”=7, “WC”=W1,10) présente un facteur de qualité identique et une augmentation de transmission de 5 dB. En regard de la limite de précision de nos équipements de mesure, la transmission minimale de cavité que nous pouvons effectuer pour une mesure du facteur de qualité de la cavité est d’environ -50 dB au total (perte de couplage au niveau du taper inversé comprise soit environ -30 dB).

3.4. Nouveau design des cavités en approche SOI pour la réalisation de facteur de qualité élevé

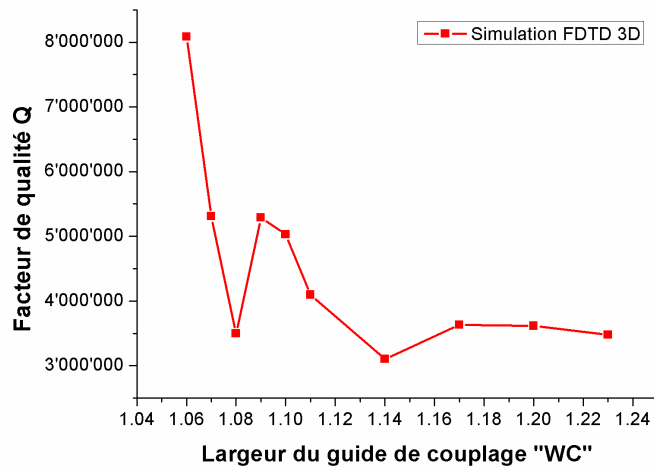


FIG. 3.23: évolution du facteur de qualité à la résonance en fonction de la variation de la largeur du guide de couplage “WC” pour une cavité ($dA=8$ nm, “WB”=W1,06, “LB”=19) avec des guides de couplage (“LC”=10).

Le facteur de la dégradation du facteur de qualité en fonction de la largeur du guide de couplage “WC” dépend de la longueur de barrières “LB”. Avec une longueur de barrières “LB” plus grande, la dégradation du facteur de qualité est plus faible. Nous avons effectué des simulations de l’influence des différents couplages sur le facteur de qualité sur la structure longue (“LB”=19, “LC”=10, “WB=W1,06”) pour laquelle nous avons obtenu un facteur de qualité de 8 millions qui a été schématiquement présentée sur la figure 3.13. La largeur du guide de couplage “WC” varie de W1,06 à W1,23. Comme on peut le voir sur la figure 3.23, avec l’élargissement de la largeur du guide de couplage, le facteur de qualité se maintient toujours à une valeur relativement élevée, de l’ordre de quelques millions. Avec “WC”=W1,10, la dégradation du facteur de qualité n’est que d’un facteur 1,6. La simulation de la transmission sur ces structures longues n’a pu être effectuée dans ce manuscrit de thèse. Néanmoins, on pourrait s’attendre à une amélioration de la transmission comme dans le cas des structures ayant une longueur du guide de barrière (“LB”=9).

De telles structures de cavité doivent nous permettre d’obtenir expérimentalement des facteurs de qualité élevés pour les micro-cavités à cristaux photoniques en approche SOI ayant des volumes modaux modérés. Ces simulations montrent que l’on

Chapitre 3. Cavités à cristaux photoniques en approche membrane et en approche SOI ayant des facteurs de qualité élevés

pourrait obtenir expérimentalement des cavités ayant un facteur de qualité Q plus élevé que les cavités de type Kuramochi reproduites en approche SOI comme nous avons pu le faire. Comme les couplages ont été pris en compte, on peut s'attendre comme dans le cas membrane à avoir des facteurs de qualité Q proches de ceux simulés. Malheureusement, nous n'avons pas pu fabriquer ces structures suite à des dysfonctionnements des outils de gravure en salle blanche. Les meilleurs résultats obtenus en approche SOI correspondent à un facteur de qualité de 80 000 ce qui reste une valeur élevée.

3.5 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à l'étude des cavités réalisées en approche membrane et en approche SOI ayant des facteurs de qualités élevés.

La première partie m'a permis de montrer l'amélioration du couplage expérimental de la lumière venue d'une fibre dans des cristaux photoniques, ce qui est un facteur critique pour les études des cristaux photoniques ainsi que des effets non-linéaires Raman. Les avantages de l'utilisation de tapers inversés pour l'amélioration du couplage a été présentée. Une description détaillée sur les guides d'onde ridges d'accès combinés avec des tapers inversés, structures que nous avons principalement fabriquées dans ce travail de thèse a été donnée dans cette partie. Dans le cas de l'approche membrane, ce type de guide de couplage est suspendu par des nano-poutrelles. De telles structures en membrane nous ont permis d'obtenir une perte d'insertion très faible de 13 dB pour un guide d'onde à cristaux photoniques W1,02 de longueur 25 μm . Un autre moyen pour améliorer le couplage en approche SOI par un taper inversé couvert par un guide en polymère a été présenté à la fin de cette partie. Nous avons également présenté les nano-poutrelles de largeur variable qui nous permettent de diminuer la perte de lumière dans le guide suspendu et d'avoir une meilleure stabilité mécanique par rapport aux poutrelles standards rectangulaires.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous avons montré que le facteur de qualité des cavités à cristaux photoniques dépend de la position des guides d'onde à

cristaux photoniques utilisés pour le couplage. En particulier, nous avons expérimentalement montré que cinq rangées intermédiaires conduisent à des facteurs de qualités plus élevés que six rangées, une situation qui est contre-intuitive. Ceci a permis d'atteindre des facteurs de qualité supérieurs à 2 millions dans des cavités avec un volume modal de l'ordre de la longueur d'onde au cube. De plus, les simulations numériques et les mesures expérimentales ne diffèrent que d'un facteur 2 ou 3 au niveau du facteur de qualité, ce qui est bien meilleur que les résultats rapportés dans les autres publications [AASN03, KNM⁺06]. Cette étude est utile pour des augmentations ultérieures des facteurs de qualité expérimentaux parce que nous avons montré qu'un design approprié du couplage est nécessaire. Elle est également utile pour des expériences d'optique non-linéaire qui requièrent une injection efficace de puissances élevées et une collection de signaux très faibles dans des guides d'onde à cristaux photoniques et des cavités, par exemple, dans des expériences de diffusion Raman [CEKHB09, CHEKB10] parce que ces structures supportent une puissance continue couplée supérieure à 100 mW.

Nous avons décrit dans la troisième partie un nouveau design de cavités en approche SOI et ses résultats de simulation. Un facteur de qualité très élevé jusqu'à 8 millions a été obtenu numériquement. L'influence de la variation des différents paramètres caractéristiques sur le facteur de qualité ont été étudiées. Nous avons également montré la possibilité qu'un élargissement approprié de la largeur du guide de couplage par rapport à la largeur du guide de barrière pourrait conduire à une amélioration du couplage de la lumière à la cavité en dégradant le facteur de qualité par un facteur raisonnable. Bien que nous n'ayons pas pu réaliser ces cavités, le fait que nous ayons pris en compte le design exact de la cavité dans les simulations, comme dans le cas membrane nous laisse espérer que les facteurs de qualité Q expérimentaux seront au plus inférieurs d'un facteur 2 ou 3 à ceux simulés.

3.6 Bibliographie du chapitre 3

- [AASN03] Y. Akahane, T. Asano, B. S. Song, and S. Noda. High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal. *Nature*, 425(6961) :944–947, 2003.

Chapitre 3. Cavités à cristaux photoniques en approche membrane et en approche SOI ayant des facteurs de qualité élevés

- [APL03] V. R. Almeida, R. R. Panepucci, and M. Lipson. Nanotaper for compact mode conversion. *Optics Letters*, 28(15) :1302–1304, 2003.
- [BBD⁺05] W. Bogaerts, R. Baets, P. Dumon, V. Wiaux, S. Beckx, D. Taillaert, B. Luyssaert, J. Van Campenhout, P. Bienstman, and D. Van Thourhout. Nanophotonic waveguides in silicon-on-insulator fabricated with CMOS technology. *Journal Of Lightwave Technology*, 23(1) :401–412, 2005.
- [CDRTB08] S. Combrie, A. De Rossi, Q. V. Tran, and H. Benisty. GaAs photonic crystal cavity with ultrahigh Q : microwatt nonlinearity at 1.55 μm . *Optics Letters*, 33(16) :1908–1910, 2008.
- [CEKHB09] X. Checoury, M. El Kurdi, Z. Han, and P. Boucaud. Enhanced spontaneous Raman scattering in silicon photonic crystal waveguides on insulator. *Optics Express*, 17(5) :3500–3507, 2009.
- [CHEKB10] X. Checoury, Z. Han, M. El Kurdi, and P. Boucaud. Deterministic measurement of the Purcell factor in microcavities through Raman emission. *PHYSICAL REVIEW A*, 81(3), MAR 2010.
- [DEO⁺04] J. I. Dadap, R. L. Espinola, R. M. Osgood, S. J. McNab, and Y. A. Vlasov. Spontaneous Raman scattering in ultrasmall silicon waveguides. *Optics Letters*, 29(23) :2755–2757, 2004.
- [HCH⁺] L. D. Haret, X. Checoury, Z. Han, P. Boucaud, Combrié. S., and A. De Rossi. All-silicon photonic crystal photoconductor on silicon-on-insulator at telecom wavelength. submitted to OPTICS EXPRESS.
- [HCN⁺10] Z. Han, X. Checoury, D. Néel, S. David, M. El Kurdi, and P. Boucaud. Optimized design for 2×10^6 ultra-high Q silicon photonic crystal cavities. *Optics Communications*, 283 :4387–4391, 2010.
- [HTT⁺09] H. Hagino, Y. Takahashi, Y. Tanaka, T. Asano, and S. Noda. Effects of fluctuation in air hole radii and positions on optical charac-

- teristics in photonic crystal heterostructure nanocavities. *Physical Review B*, 79(8) :085112, 2009.
- [KNM⁺06] E. Kuramochi, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya, T. Tanabe, and T. Watanabe. Ultrahigh-Q photonic crystal nanocavities realized by the local width modulation of a line defect. *Applied Physics Letters*, 88 :041112, 2006.
- [KTT⁺08] E. Kuramochi, H. Taniyama, T. Tanabe, A. Shinya, and M. Notomi. Ultrahigh-Q two-dimensional photonic crystal slab nanocavities in very thin barriers. *Applied Physics Letters*, 93 :111112, 2008.
- [Mar87] S. L. Marple. *Digital spectral analysis with applications*. Prentice-Hall, New Jersey, 1987.
- [MMV03] S. J. McNab, N. Moll, and Y. A. Vlasov. Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides. *Optics Express*, 11(22) :2927–2939, 2003.
- [NFA07] S. Noda, M. Fujita, and T. Asano. Spontaneous-emission control by photonic crystals and nanocavities. *Nature Photonics*, 1(8) :449–458, 2007.
- [SNAA05] B. S. Song, S. Noda, T. Asano, and Y. Akahane. Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity. *Nature Materials*, 4(3) :207–210, 2005.
- [TBB⁺02] D. Taillaert, W. Bogaerts, P. Bienstman, T. F. Krauss, P. Van Daele, I. Moerman, S. Verstuyft, K. De Mesel, and R. Baets. An out-of-plane grating coupler for efficient butt-coupling between compact planar waveguides and single-mode fibers. *Ieee Journal Of Quantum Electronics*, 38(7) :949–955, 2002.
- [TCCDR09] Q. V. Tran, S. Combrie, P. Colman, and A. De Rossi. Photonic crystal membrane waveguides with low insertion losses. *Applied Physics Letters*, 95(6) :061105, August 2009.

Chapitre 3. Cavités à cristaux photoniques en approche membrane et en approche SOI ayant des facteurs de qualité élevés

- [TLGS08] A. Talneau, K. H. Lee, S. Guilet, and I. Sagnes. Efficient coupling to W1 photonic crystal waveguide on InP membrane through suspended access guides. *Applied Physics Letters*, 92(6), 2008.
- [TTH⁺08] Yasushi Takahashi, Yoshinori Tanaka, Hiroyuki Hagino, Takashi Asano, and Susumu Noda. Higher-order resonant modes in a photonic heterostructure nanocavity. *Applied Physics Letters*, 92(24) :241910, 2008.
- [TYF⁺05] T. Tsuchizawa, K. Yamada, H. Fukuda, T. Watanabe, J. Takahashi, M. Takahashi, T. Shoji, E. Tamechika, S. Itabashi, and H. Morita. Microphotonics devices based on silicon microfabrication technology. *Ieee Journal Of Selected Topics In Quantum Electronics*, 11(1) :232–240, January 2005.
- [VM06] Y. A. Vlasov and S. J. McNab. Coupling into the slow light mode in slab-type photonic crystal waveguides. *Optics Letters*, 31(1) :50–52, 2006.
- [VPVP94] L. A. VIELVA, J. A. PEREDA, A. VEGAS, and A. PRIETO. Simulating 3d wave-guide discontinuities using a combination of pronys method and fdtd with improved absorbing boundary-conditions. *Iee Proceedings-Microwaves Antennas And Propagation*, 141(2) :127–132, 1994.

Chapitre 4

Diffusions Raman spontanée et stimulée et mesure du facteur Purcell Raman dans les structures à cristaux photoniques

4.1 Introduction

Dans la première partie de ce chapitre, nous allons étudier la diffusion Raman spontanée dans un guide d'onde W1 en silicium sur isolant (SOI) où la couche de silicium repose sur la couche intermédiaire de silice, qui n'est donc pas retirée. Nous avons premièrement porté un intérêt important sur les structures à cristaux photoniques en approche SOI, parce que nous voulions faire une comparaison directe avec les lasers Raman réalisés dans des guides d'ondes en approche SOI, rapportés dans la littérature [BJ04]. Malgré l'asymétrie verticale qui existe dans un tel guide d'onde, nous montrerons numériquement et expérimentalement que les pertes de propagation aux longueurs d'onde de pompe et Stokes restent suffisamment basses, permettant une exaltation de la diffusion Raman spontanée. En particulier, nous avons observé une mise en forme du spectre Raman et un renforcement de l'efficacité de la diffusion Raman d'un facteur supérieur à 10 dans un guide d'onde à

Chapitre 4. Diffusions Raman spontanée et stimulée et mesure du facteur Purcell Raman dans les structures à cristaux photoniques

cristaux photoniques W1 par rapport à un guide d'onde ridge mono-mode.

Dans la deuxième partie, nous analysons cette exaltation à travers l'effet Purcell. Nous montrons qu'une valeur déterministe et une mesure du facteur de Purcell dans une micro-cavité en semi-conducteur peuvent être obtenues en utilisant la diffusion Raman spontanée comme source interne. Dans ce cas, les caractéristiques de l'émetteur sont totalement déterminées par le design de la cavité et elles ne dépendent pas de facteurs aléatoires incontrôlés, comme c'est souvent le cas quand des boîtes quantiques sont utilisées. Nous déduisons une expression théorique pour le facteur de Purcell de la cavité dans le cas particulier de la diffusion Raman, et cette valeur est bien en accord avec la mesure expérimentale.

Dynamisé par ces bons résultats en régime de diffusion spontané, un nouveau design de cavité supportant une double-résonance sera présenté dans la troisième partie. Ce type de cavité est formé par un guide d'onde à cristaux photoniques extrêmement étroit et il nous a permis d'observer une diffusion Raman stimulée à température ambiante sous une excitation continue. Un modèle, qui rend compte la diffusion Raman stimulée, l'absorption à deux-photons et l'absorption par porteurs libres, en bon accord avec l'expérience, permet de prédire le seuil d'émission de lasers Raman à cristaux photoniques en silicium.

4.2 Diffusion Raman spontanée dans des guides d'onde à cristaux photoniques en approche SOI

4.2.1 Simulation du guide d'onde W1 en SOI

Nous avons tout d'abord effectué une simulation FDTD 3D pour calculer le diagramme de bandes pour un guide d'onde W1 fabriqué en SOI dans la direction ΓK (Fig. 4.1). Le rayon de trou r et l'épaisseur de la couche de silicium sont de $0,25a$ et de $0,45a$ respectivement où a est la constante de réseau. La couche intermédiaire de silice a une épaisseur de $4,5a$, soit $2\ \mu\text{m}$. La constante du réseau est de $440\ \text{nm}$. Dans la simulation FDTD 3D, les conditions de Bloch sont appliquées dans la direction du guide d'onde et des PML dans les autres directions [CCL⁺05, CBL⁺05a].

4.2. Diffusion Raman spontanée dans des guides d'onde à cristaux photoniques en approche SOI

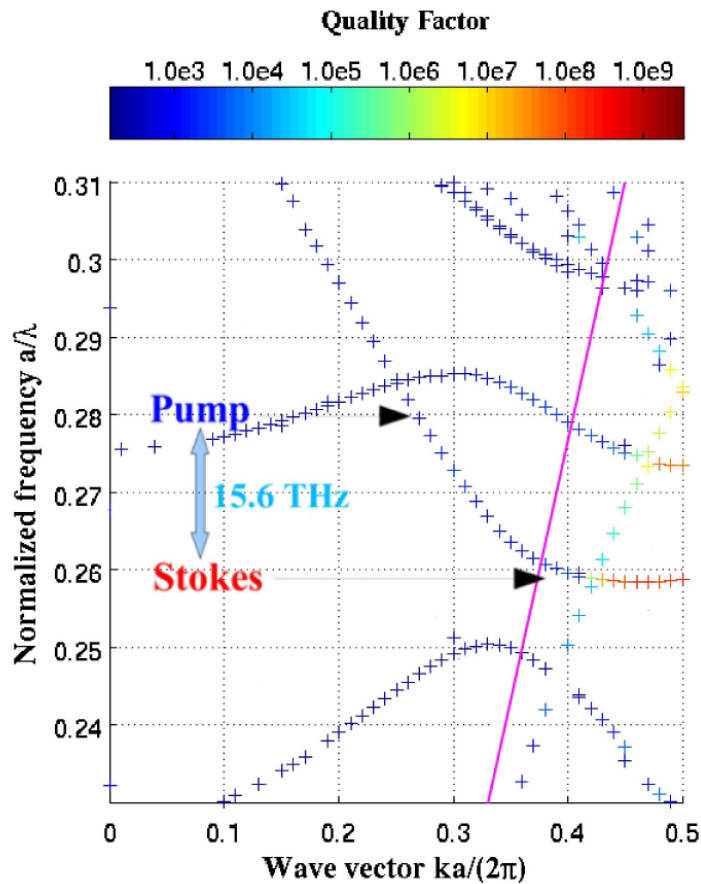


FIG. 4.1: diagramme de bandes d'un guide d'onde W1 en SOI calculé par la méthode FDTD 3D. Les fréquences normalisées de pompe et Stokes sont indiquées en plus du facteur de qualité du mode $Q = \omega\tau$ où ω est la pulsation et τ est le temps de vie du mode. La ligne de lumière de la silice est représentée en violet.

Les fréquences normalisées utilisées expérimentalement pour la pompe et le signal Stokes sont de 0,28 et de 0,258 respectivement. La différence entre les deux est de 15,6 THz. Nous avons utilisé le mode du W1 avec une vitesse de groupe lente, près de la fréquence de coupure de 0,26 pour renforcer la diffusion Raman spontanée. L'efficacité de la diffusion est proportionnelle à l'inverse de la vitesse de groupe du mode Stokes [IOY⁺08, MYP⁺06].

Dans ce travail, nous ne ralentissons pas le mode de pompe bien qu'une faible vitesse de groupe du mode de pompe renforce aussi l'efficacité de diffusion. Par

Chapitre 4. Diffusions Raman spontanée et stimulée et mesure du facteur Purcell Raman dans les structures à cristaux photoniques

conséquent, nous profitons du mode fondamental d'un guide d'onde W1 pour accorder facilement la pompe à la longueur Stokes correspondante. Comme on peut le voir sur la figure 4.1, la fréquence de pompe choisie se trouve dans le cône de lumière de la silice alors que le mode Stokes se trouve au dessous de ce cône. Malgré le fait que le mode de pompe n'est pas vraiment un mode guidé, la perte reste modérée si l'on utilise un guide d'onde à cristaux photonique court. En effet, en utilisant le facteur de qualité calculé $Q = \omega\tau$ de ces modes, où ω est la pulsation et τ est le temps de vie du mode calculé par FDTD 3D, les pertes du mode de pompe peuvent être estimées à $l = 1/(v_{ng}c\tau)$ soit $l = (2\pi\omega_n)/(Qav_{ng}) \text{ cm}^{-1}$ où $v_{ng} = \frac{d\omega}{cdk}$ est la vitesse de groupe normalisée du mode, ω_n est sa fréquence normalisée, c est la vitesse de lumière et a est la constante de réseau exprimée en centimètre. D'après la simulation FDTD 3D, la perte de propagation pour le mode de pompe peut être estimée à environ 150 cm^{-1} ce qui représente une perte de 3,5 dB pour un guide d'onde de $50 \mu\text{m}$ de long. Les pertes du mode au dessous du cône de lumière sont principalement induites par le désordre dans la structure fabriquée et elles ne sont pas prises en compte dans la simulation.

4.2.2 Diffusion Raman spontanée dans le guide d'onde W1 en SOI

La longueur des cristaux photoniques pour cette structure en SOI est de $50 \mu\text{m}$, et les cristaux ont une période de réseau de 452 nm et un rayon de trou de $0,25a$. Les guides d'onde W1 sont comme d'habitude obtenus en omettant une rangée de trous dans la direction ΓK . Deux guides d'onde ridge d'accès sont juxtaposés aux deux extrémités du guide W1 long de $220 \mu\text{m}$. Par contre, ces guides d'onde ridge ont une structure un peu différente de ceux en membrane suspendu par des nano-poutrelles.

Il n'existe pas de nano-poutrelles dans ce cas parce que les guides d'accès ne sont pas suspendus et ils reposent sur la couche de silice. Le premier taper inversé au début du guide d'accès est plus long que celui dans le cas de la membrane, ayant une longueur de $60 \mu\text{m}$. Le guide d'onde d'accès a une deuxième partie constituée d'un guide d'onde ridge mono-mode, ayant une largeur de 450 nm . La troisième partie est un taper inversé de $60 \mu\text{m}$ de long avec une largeur variant de 450 nm à

4.2. Diffusion Raman spontanée dans des guides d'onde à cristaux photoniques en approche SOI

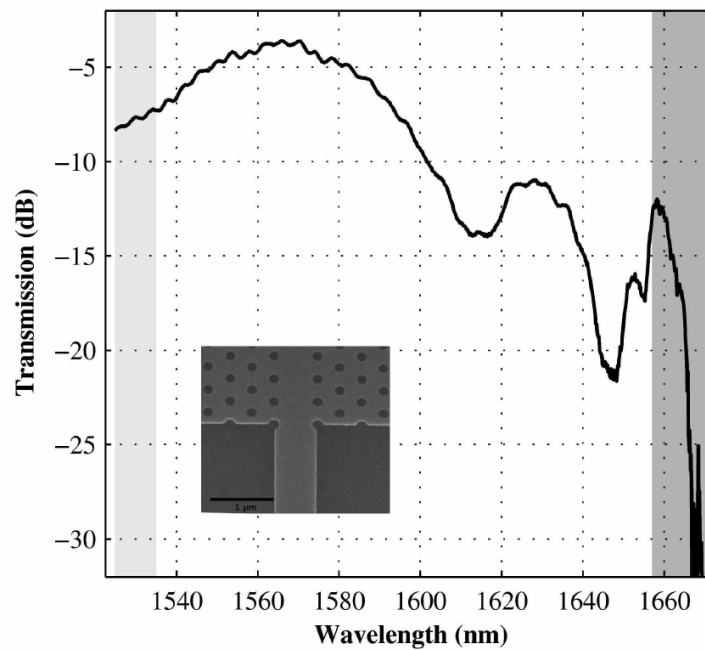


FIG. 4.2: spectre de transmission du guide d'onde W1 mesuré avec une source d'émission spontanée et un analyseur de spectre optique avec une résolution de 0,5 nm. Les aires en gris clair et en gris foncé représentent la plage de fréquences balayée par la pompe et le signal Stokes respectivement. Insert : Image MEB de l'interface entre le guide d'onde à cristaux photoniques et le guide d'onde ridge.

780 nm pour s'adapter à la largeur du guide W1 de 780 nm d'une manière similaire à la référence [MMV03], voir l'insert de la figure 4.2.

La figure 4.2 représente le spectre de transmission du guide d'onde W1 mesuré par une source d'émission spontanée et un analyseur de spectre optique (OSA). Les zones gris clair et gris foncé indiquent les gammes de fréquences balayées par la pompe et le signal Stokes respectivement. La perte d'insertion pour la pompe est d'environ 7,5 dB. Les pertes de propagation ont été mesurées à 4 dB en utilisant des guides W1 similaires ayant des longueurs différentes. Cette valeur, qui est identique à celle de la simulation, permet de déterminer les pertes de couplage qui égalent 1,5 dB à chaque extrémité du guide d'onde W1. Le creux autour de 1610 nm est imputé au couplage du mode fondamental du guide W1 avec un mode lent d'ordre plus élevé à la fréquence normalisée calculée de 0,274. L'intersection du mode lent W1 avec la ligne de lumière de la silice et avec le mode guidé quasi-TM se pro-

Chapitre 4. Diffusions Raman spontanée et stimulée et mesure du facteur Purcell Raman dans les structures à cristaux photoniques

duit à 1647 nm et à 1656 nm respectivement. Ils sont responsables des deux creux observés dans le spectre de transmission à ces longueurs d'onde.

Comme prévu, les pertes et la vitesse de groupe aux longueurs d'onde entre 1656 nm et 1666 nm sont faibles. Les pertes d'insertion dans cette gamme sont d'environ 13 dB. Dans cette gamme de fréquences, il est difficile de mesurer des pertes de propagation car nous sommes limités par la longueur des guides W1, de 100 μm , qui est la longueur maximale permise sans erreur de raccord de champs. Néanmoins, ce résultat est identique aux les mesures rapportées sur les guides d'onde W1 en SOI, pour lesquels les pertes de propagation sont environ de 100 dB/cm [SSMK06]. Les pertes de propagation peuvent être estimées inférieures à 0,5 dB et les pertes d'insertion sont attribuées à un couplage faible entre le guide ridge et le guide d'onde W1 aux vitesses de groupe faibles ($\approx c/30$).

Une vue rapprochée dans cette gamme de fréquences est représentée par la courbe noire sur la figure 4.3 avec une échelle linéaire. On déduit des franges d'interférence de Fabry-Pérot que la vitesse de groupe peut être réduite à $c/25$ près de 1658 nm et $c/40$ près de 1666 nm. La courbe grise représente le spectre mesuré lorsque le guide d'onde à cristaux photoniques est pompé avec un laser accordable à $\lambda = 1530,7$ nm suivi d'un amplificateur à fibre dopée erbium. L'émission spontanée amplifiée de la source n'a pas été filtrée. La puissance de pompe couplée dans le guide d'onde à cristaux photoniques est estimée à 24 mW. La figure montre le signal Raman émergeant au-dessus de l'émission spontanée amplifiée de la source. La longueur d'onde à laquelle l'émission Raman se produit, 1663 nm, correspond bien à un décalage de fréquence de 15,6 THz par rapport à la fréquence de pompe. Malgré une puissance 100 fois plus élevée couplée dans le guide d'onde, les franges de Fabry-Pérot sont décalées de 0,2 nm seulement vers les grandes longueurs d'onde. Notons ici que la puissance mesurée à la longueur d'onde de pompe à la sortie du guide d'onde varie linéairement par rapport de la puissance incidente. Ces deux faits indiquent que les effets thermiques et les pertes suscitées par des porteurs libres photo-générés sont négligeables.

4.2. Diffusion Raman spontanée dans des guides d'onde à cristaux photoniques en approche SOI

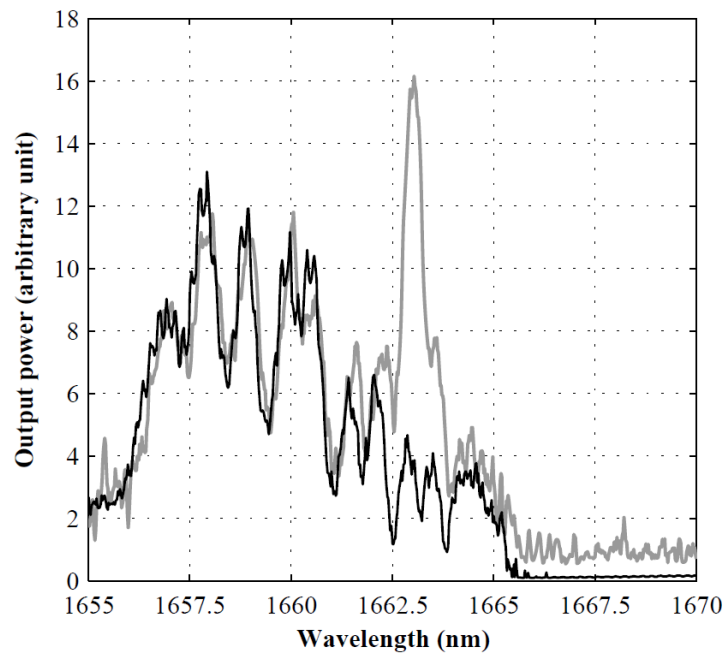


FIG. 4.3: puissance mesurée à la sortie de l'échantillon (échelle linéaire) avec un analyseur de spectre optique (résolution de 0,5 nm). La source est une source large bande (courbe noire). Dans le cas de la courbe grise, une puissance de 24 mW à $\lambda = 1530,6$ nm est couplée dans le guide d'onde W1 pour générer la diffusion Raman spontanée à $\lambda = 1663,1$ nm.

4.2.3 Exaltation de la diffusion Raman spontanée grâce aux cristaux photoniques

Pour comparer le cristal photonique avec le guide d'onde ridge standard du point de vue de la diffusion Raman, nous devons distinguer le signal Raman généré dans les guides d'accès ridge et celui généré dans les cristaux photoniques. Tout d'abord, l'émission spontanée de la source peut être facilement filtrée. La figure 4.4 présente le spectre mesuré pour différentes longueurs d'onde quand un filtre passe-bande est utilisé pour éliminer l'émission spontanée de la source de pompe. Avec le filtre, la puissance couplée dans le guide d'onde à cristaux photoniques est 12,5 mW. Déterminons tout d'abord la puissance Raman générée dans les guides d'accès. Pour une longueur d'onde de pompe de 1535,8 nm, la longueur d'onde Stokes, à 1669,2 nm, est à l'intérieur de la bande interdite du W1. Le spectre de la diffusion Raman spontanée, générée à l'intérieur de la structure, est représenté en noir sur la figure 4.4. La diffusion Raman générée dans le guide d'onde d'accès à l'entrée est bloquée par le guide d'onde W1 et aucune diffusion n'a lieu dans le guide d'onde à cristaux photoniques parce qu'il n'existe pas de mode guidé dans ce cas. Par conséquent, seulement la diffusion Raman générée dans le guide d'onde ridge de sortie est collectée. La largeur à mi-hauteur (FWHM) de ce spectre Raman est approximativement égale à 1 nm, la valeur théorique de la largeur de raie de la diffusion Raman dans le silicium massif.

Pour les longueurs d'onde entre 1655 nm et 1666 nm, parce que les pertes d'insertion du guide W1 sont supérieures à 13 dB (Fig. 4.2) la puissance de la diffusion Raman spontanée collectée est la somme de celle générée dans le cristal photonique et celle générée dans le guide ridge d'accès à la sortie. Notons aussi que les pertes d'insertion de 13 dB du guide W1 sont des pertes de couplage, la puissance de la diffusion Raman générée à l'intérieur du guide à cristaux photoniques est donc au moins 6 dB plus élevée que la puissance mesurée à la sortie. Le spectre de la figure 4.4 montre comment les cristaux photoniques modifient fortement l'émission Raman. En particulier, pour les longueurs d'onde de 1530,6 nm et de 1531,7 nm, les largeurs à mi-hauteur FWHM sont inférieures à 0,5 nm, qui est la résolution de l'analyseur de spectre (OSA). Notons également ici que les longueurs d'onde de pompe sont choisies pour maximiser la diffusion Raman à une fréquence don-

4.2. Diffusion Raman spontanée dans des guides d'onde à cristaux photoniques en approche SOI

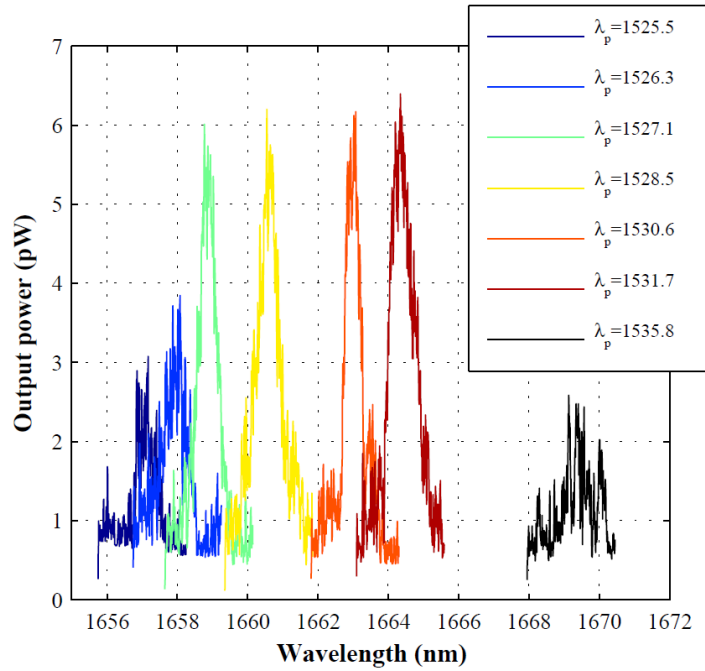


FIG. 4.4: spectres de diffusion Raman spontanée pour différentes longueurs d'onde de pompe avec une puissance couplée de 12,5 mW dans le guide d'onde à cristaux photoniques. La résolution de l'analyseur de spectre optique (OSA) est de 0,5 nm.

née. Autrement dit, les longueurs d'onde sont choisies pour que la longueur d'onde Stokes coïncide avec un maximum du spectre Fabry-Pérot du guide W1.

En soustrayant la diffusion Raman spontanée générée à l'intérieur du guide ridge de sortie du spectre à 1658 nm et à 1665 nm, nous obtenons une puissance Stokes générée dans les cristaux photoniques de 1,45 pW et de 4 pW respectivement. De 1658 nm à 1665 nm, la vitesse de groupe varie de $c/25$ à $c/40$ tandis que l'efficacité de la diffusion Raman est brutalement multipliée par 2,7. Ce résultat semble indiquer une dépendance de la puissance Raman avec v_g^{-2} plutôt qu'avec v_g^{-1} . La raison est que la puissance collectée dépend de deux effets liées à v_g^{-1} : d'une part, le renforcement de la diffusion Raman à l'intérieur du cristal photonique grâce à un effet de lumière lente et d'autre part le renforcement de la réflectivité à l'interface entre le guide d'onde à cristaux photoniques et le guide d'onde ridge dû à la désadaptation de vitesse de groupe qui conduit également à une augmentation du facteur

Chapitre 4. Diffusions Raman spontanée et stimulée et mesure du facteur Purcell Raman dans les structures à cristaux photoniques

de qualité. Notons aussi que les pertes de propagation dans le cristal photonique augmentent quand v_g diminue et peuvent atténuer le renforcement de l'émission Raman spontanée.

Pour comparer la diffusion Raman spontanée générée dans le guide d'onde W1 et celle générée dans le guide d'onde à la sortie, nous rappelons l'équation 1.30 que nous avons donnée dans le chapitre 1.4.1 :

$$\frac{dP_s}{dz} = -\alpha_s P_s + \kappa P_p e^{(-\alpha_p z)}$$

En négligeant l'atténuation du signal Stokes dans le cristal photonique, le coefficient de diffusion Raman spontanée est donné par $\kappa = P_s / (P_p L_{eff})$ avec $L_{eff} = (1 - \exp(-\alpha_p L)) / \alpha_p$ où L est la longueur du guide d'onde. Des mesures à $\lambda_p = 1531,7$ nm, nous obtenons $P_p = 12,5$ mW et $L_{eff} = 32$ μm . En considérant que la perte de couplage pour le guide d'onde à cristaux photonique est de 6 dB à $\lambda_s = 1664,4$ nm, nous avons donc $P_s = 16$ pW pour la puissance Raman spontanée à l'intérieur du guide d'onde à cristaux photoniques. Nous obtenons donc une valeur de κ égale à $4 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-1}$. Pour le guide d'onde ridge, nous avons : $P_p = 2,7$ mW, $P_s = 1,7$ pW et $L_{eff} = 220$ μm . Donc, l'efficacité du Raman spontanée κ pour le guide d'onde ridge est égale à $2,9 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-1}$. Cette valeur de κ dans le guide d'onde ridge est moins élevée que celle rapportée dans la référence [DEO⁺04] à cause de l'élargissement de notre guide d'onde ridge devant le cristal photonique qui diminue l'intensité de champ de pompe dans le guide.

Bien que la surface modale du guide d'onde à cristaux photoniques soit plus grande que celle d'un guide d'onde ridge, l'efficacité de la diffusion Raman dans le cristal photonique est 13 fois plus élevée que dans le guide d'onde ridge grâce à l'effet de lumière lente.

4.3 Mesure déterministe du facteur de Purcell dans des micro-cavités par l'émission Raman

4.3.1 Théorie du renforcement Purcell de la diffusion Raman

Pour étudier le renforcement de l'émission Raman spontanée, en allant au-delà de la simple explication reposant sur la vitesse de groupe, nous avons cherché à quantifier l'effet Purcell dans le cas de l'émission Raman. En effet, on voit que le taux d'émission spontanée dépend en partie de l'environnement d'une source de lumière, c'est-à-dire qu'en plaçant une source de lumière dans un environnement spécifique, le taux d'émission peut être modifié. E. Purcell a le premier donné une expression du renforcement du taux d'émission spontanée des atomes quand ils sont couplés à une cavité [Pur46]. Dans les cavités optiques, le renforcement du taux d'émission spontanée dans le régime de couplage faible par effet Purcell peut conduire à la réalisation de micro-lasers sans seuil ou à des sources de photons uniques de haute efficacité. En pratique, dans les expériences réalisées jusqu'à présent, l'observation et la notion précise du renforcement du taux maximal donné par le facteur de Purcell restent souvent limitées par la caractérisation des émetteurs à boîte quantique placés dans ces structures. L'orientation du dipôle, la localisation spatiale ainsi que l'adaptation spatiale des boîtes quantiques avec les modes de cavité ne sont pas connus précisément. De plus, à température ambiante, le spectre d'émission large de ces émetteurs limite le renforcement réalisable. Au contraire, la diffusion de Raman spontanée se présente universellement dans les solides, existe pour toutes les fréquences de lumière incidente et, en conséquence, peut être utilisée comme une source interne universelle pour sonder les micro-cavités. De manière similaire à d'autres processus de diffusion [MGdSM⁺07, KTK⁺09], le taux de diffusion Raman peut être renforcé en manipulant la densité d'états optique [IOY⁺08, MYKW08, CEKHB09].

Nous rappelons ici les deux équations 1.58 et 1.59 données dans le premier chapitre et les réécrivons ici :

$$\frac{dN_s}{dt} = -\frac{N_s}{\tau_s} + F_R \frac{N_p}{\tau_R} + GN_p N_s \quad (4.1)$$

Chapitre 4. Diffusions Raman spontanée et stimulée et mesure du facteur Purcell Raman dans les structures à cristaux photoniques

$$\frac{dN_p}{dt} = -\frac{N_p}{\tau_p} - (F_R + \gamma) \frac{N_p}{\tau_R} - GN_p N_s + \kappa_{in} P_p \quad (4.2)$$

où, N_p est le nombre moyen de photons dans le mode de pompe, N_s est le nombre moyen de photons dans le mode Stokes, $\tau_{s(p)}$ est le temps de vie de photon Stokes (pompe) dans le résonateur, G est le gain dû à diffusion Raman stimulée, κ_{in} est une fonction liant le nombre de photons de pompe injectés par unité de temps dans la cavité à la puissance de pompe incidente P_p , et $\gamma\tau_R^{-1}$ est le taux d'émission spontanée dans tous les autres modes y compris les modes de continuum. En général, κ_{in} est une fonction de P_p qui ici est constante car les pertes du mode de pompe sont quasiment indépendantes de la puissance de pompe utilisée dans mes expériences. En effet, nous n'avons pas de diffusion stimulée ni de pertes par porteurs libres. Ces équations sont formellement similaires à celles utilisées pour des lasers à semi-conducteur en micro-cavité si τ_p est interprété comme le temps de vie non-radiatif et τ_R comme le temps de vie radiatif [BY91]. Parce que la diffusion Raman spontanée est un processus très faible dans le silicium, τ_R est de l'ordre de 10 μ s comparé à τ_p qui peut être de quelques pico-secondes. En conséquence, de ces équations, il apparaît que la structure à micro-cavité et boîte quantique équivalente en semi-conducteur serait dominée par le taux similaire au taux "non-radiatif" τ_p^{-1} plutôt que par le taux radiatif $(F_R + \gamma)\tau_R^{-1}$ qui est souvent mesuré pour caractériser l'effet de Purcell.

Néanmoins, malgré la faible efficacité de la diffusion Raman spontanée, la valeur de F_R peut être mesurée précisément directement par la puissance Stokes collectée. En régime stationnaire, la dépendance du nombre de photons Stokes avec la puissance de pompe à l'entrée est déduite à l'aide des équations 4.1 et 4.2 par $\kappa_{in} P_p = \tau_s^{-1} F_R^{-1} [N_s / (N_s + 1)] [F_R N_s + (F_R + \gamma) + \tau_R / \tau_p]$ où nous utilisons le fait que le taux d'émission spontanée est égal au taux d'émission stimulée induit par un photon Stokes dans la cavité et que par conséquent $F_R / \tau_R = G$. Au dessous du seuil de laser, $N_s \ll 1$ et F_R peut être obtenu par la puissance Stokes collectée P_s^{coll} :

$$F_R = \frac{\tau_R \kappa_{out} P_s^{coll}}{\tau_p \kappa_{in} P_p} \quad (4.3)$$

4.3. Mesure déterministe du facteur de Purcell dans des micro-cavités par l'émission Raman

avec κ_{out} une constante de couplage liant le nombre de photons Stokes s'échappant de la cavité par l'unité de temps, N_s/τ_s , à la puissance Stokes collectée P_s^{coll} . Nous avons donc $\kappa_{in} = (\hbar\omega_p\sqrt{T_{max}})^{-1}$ et $\kappa_{out} = [(1/2)\hbar\omega_s\sqrt{T_{max}}]^{-1}$ avec T_{max} la valeur de transmission aux pics de transmission [Joa08].

Une expression théorique du facteur de Purcell, F_R , nécessitant seulement les paramètres caractéristiques de la cavité, peut être aussi obtenue dans le cas de la diffusion Raman. Ici, nous considérons des micro-cavités en silicium avec la lumière de pompe polarisée selon la direction cristallographique [1 1 0]. Dans le silicium, l'effet Raman a une largeur de raie relativement étroite de 105 GHz, ce qui est plus étroit que celle d'une boîte quantique à semi-conducteur à température ambiante. De plus, autour d'une longueur d'onde de 1,5 μm et à puissance faible, l'absence d'absorption dans le silicium permet la mesure précise des paramètres de cavité optique comme le facteur de qualité, alors que le volume et la position du milieu actif peuvent être contrôlés par le faisceau laser de pompe.

Pour calculer le facteur de Purcell dans une cavité, nous commençons par utiliser la théorie des modes couplés appliqué à l'effet Raman [YW05, KSMV04]. Nous considérons le mode de pompe et le mode Stokes de la cavité ayant des enveloppes variant lentement $a_p(t)$ et $a_s(t)$ respectivement :

$$\mathbf{E}_p(\mathbf{r}, t) = (a_p(t)\mathbf{e}_p(\mathbf{r})/A_p) \exp(-j\omega_p t) \quad (4.4)$$

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t) = (a_s(t)\mathbf{e}_s(\mathbf{r})/A_s) \exp(-j\omega_s t) \quad (4.5)$$

où $\mathbf{e}_p(\mathbf{r})$ et $\mathbf{e}_s(\mathbf{r})$ sont la partie spatiale propre, $A_p^2 = \frac{1}{2} \int \epsilon_0 \epsilon_p(\mathbf{r}) |\mathbf{e}_p(\mathbf{r})|^2 d^3 r$ et $A_s^2 = \frac{1}{2} \int \epsilon_0 \epsilon_s(\mathbf{r}) |\mathbf{e}_s(\mathbf{r})|^2 d^3 r$ sont une constante normalisante. En substituant le mode Stokes $\mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t)$ et la polarisation non-linéaire induite par l'effet Raman stimulé $\mathbf{P}_s^{NL}(\omega_s) = \epsilon_0 \chi_{ijkl}^{(3)} \mathbf{E}_p \mathbf{E}_s^* \mathbf{E}_s$ à l'équation Maxwell 1.47 que nous avons présentée dans le chapitre 1, où $\chi_{ijkl}^{(3)}$ est le tenseur Raman donné dans les sections 1.4.1 et 1.4.3, nous avons :

Chapitre 4. Diffusions Raman spontanée et stimulée et mesure du facteur Purcell Raman dans les structures à cristaux photoniques

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{\epsilon_s} \nabla \times \nabla \times \left[\frac{a_s(t) \mathbf{e}_s(\mathbf{r})}{A_s} \exp(-j\omega_s t) \right] + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \left[\frac{a_s(t) \mathbf{e}_s(\mathbf{r})}{A_s} \exp(-j\omega_s t) \right]}{\partial t^2} \\
&= -\frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_s c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\epsilon_0 \chi_{ijkl}^{(3)} \frac{\mathbf{e}_p(\mathbf{r}) \mathbf{e}_p^*(\mathbf{r})}{A_p^2} \frac{\mathbf{e}_s(\mathbf{r})}{A_s} |a_p(t)|^2 a_s(t) \exp(-j\omega_s t) \right] \quad (4.6)
\end{aligned}$$

Comme les enveloppes du mode de pompe et du mode Stokes $a_p(t)$ et $a_s(t)$ varient très lentement et l'effet non-linéaire \mathbf{P}_s^{NL} est relativement faible, nous pouvons négliger les termes différentiels d'ordre 2 de $a_s(t)$ à gauche de l'équation et négliger tous les termes différentiels de $a_s(t)$ et de $a_p(t)$ à droite, parce que ce sont des quantités du second ordre par rapport à $a_s(t)$ et $a_p(t)$:

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{\epsilon_s} \nabla \times \nabla \times \left[\frac{a_s(t) \mathbf{e}_s(\mathbf{r})}{A_s} \exp(-j\omega_s t) \right] - \frac{\omega_s^2}{c^2} \left[\frac{a_s(t) \mathbf{e}_s(\mathbf{r})}{A_s} \exp(-j\omega_s t) \right] \\
& \quad - \frac{1}{c^2} \frac{2j\omega_s \mathbf{e}_s(\mathbf{r})}{A_s} \frac{\partial a_s(t)}{\partial t} \exp(-j\omega_s t) \\
&= \frac{\omega_s^2 \epsilon_0 \chi_{ijkl}^{(3)} \mathbf{e}_p(\mathbf{r}) \mathbf{e}_p^*(\mathbf{r}) \mathbf{e}_s(\mathbf{r})}{\epsilon_0 \epsilon_s c^2 A_p^2 A_s} |a_p(t)|^2 a_s(t) \exp(-j\omega_s t) \quad (4.7)
\end{aligned}$$

Comme les deux premiers deux termes ont la même forme, nous avons $\frac{1}{\epsilon_s} \nabla \times \nabla \times \left[\frac{a_s(t) \mathbf{e}_s(\mathbf{r})}{A_s} \exp(-j\omega_s t) \right] = \frac{\omega_s^2}{c^2} \left[\frac{a_s(t) \mathbf{e}_s(\mathbf{r})}{A_s} \exp(-j\omega_s t) \right]$. Nous pouvons donc simplifier cette équation et l'écrire à nouveau comme ci-dessous :

$$-\frac{2j\omega_s \mathbf{e}_s(\mathbf{r})}{c^2} \frac{\partial a_s(t)}{\partial t} = \frac{\omega_s^2 \chi_{ijkl}^{(3)} \mathbf{e}_p(\mathbf{r}) \mathbf{e}_p^*(\mathbf{r}) \mathbf{e}_s(\mathbf{r})}{\epsilon_s c^2 A_p^2} |a_p(t)|^2 a_s(t) \quad (4.8)$$

En multipliant les deux côtés de l'équation 4.8 par $\mathbf{e}_s^*(\mathbf{r})$ et effectuant une intégrale en r sur tout l'espace, on a :

$$4 \frac{\partial a_s(t)}{\partial t} \frac{1}{2} \int \epsilon_0 \epsilon_s(\mathbf{r}) |\mathbf{e}_s(\mathbf{r})|^2 d^3 r = \frac{j \epsilon_0 \omega_s}{A_p^2} |a_p(t)|^2 a_s(t) \int_{S_i} \mathbf{e}_s^*(\mathbf{r}) \chi_{ijkl}^{(3)} \mathbf{e}_p(\mathbf{r}) \mathbf{e}_p^*(\mathbf{r}) \mathbf{e}_s(\mathbf{r}) d^3 r \quad (4.9)$$

4.3. Mesure déterministe du facteur de Purcell dans des micro-cavités par l'émission Raman

Nous avons donc :

$$\frac{\partial a_s(t)}{\partial t} = \frac{j\epsilon_0\omega_s}{4A_p^2A_s^2} \int_{Si} \mathbf{e}_s^*(\mathbf{r})\chi_{ijkl}^{(3)}\mathbf{e}_p(\mathbf{r})\mathbf{e}_p^*(\mathbf{r})\mathbf{e}_s(\mathbf{r})d^3r \cdot |a_p(t)|^2 \cdot a_s(t) \quad (4.10)$$

Le gain Raman \tilde{G}_R en unité $J^{-1}s^{-1}$ est ainsi donné par la partie réelle de l'expression suivante :

$$\frac{j\epsilon_0\omega_s}{4A_p^2A_s^2} \int_{Si} \mathbf{e}_s^*(\mathbf{r})\chi_{ijkl}^{(3)}\mathbf{e}_p(\mathbf{r})\mathbf{e}_p^*(\mathbf{r})\mathbf{e}_s(\mathbf{r})d^3r \quad (4.11)$$

Parce que toutes les composantes non nulles du tenseur de la susceptibilité $\chi_{ijkl}^{(3)}$ ont la même amplitude, nous pouvons réécrire $\chi_{ijkl}^{(3)}(\omega_p - \omega_s) = \chi_R^{(3)}(\omega_p - \omega_s)\xi_{ijkl}^{(3)}$ avec $\xi_{ijkl}^{(3)} = \chi_{ijkl}^{(3)}/\chi_{1221}^{(3)}$ et $\chi_R^{(3)}(\Omega) = \chi_R^{(3)}(\Omega_R)(-2j\Gamma_r\Omega_R)/(\Omega_R^2 - \Omega^2 - 2j\Gamma_r\Omega_R)$, avec $\Omega = \omega_p - \omega_s$, $\Omega_R/2\pi = 15.6$ THz le décalage Raman et $\Gamma_r/\pi = 105$ GHz la largeur de raie à mi-hauteur FWHM [LPA07]. La partie réelle du gain dans la cavité peut ainsi s'écrire comme $\tilde{G}_R = -\omega_s \text{Im}(\chi_R^{(3)}(\Omega))/(\epsilon_0 n_p^2 n_s^2 V_R)$ avec le volume Raman V_R donné par l'expression ci-dessous :

$$V_R = \frac{\int \epsilon_s(\mathbf{r})|\mathbf{e}_s(\mathbf{r})|^2 d^3r \cdot \int \epsilon_p(\mathbf{r})|\mathbf{e}_p(\mathbf{r})|^2 d^3r}{n_p^2 n_s^2 \int_{Si} \mathbf{e}_s^*(\mathbf{r})\xi_{ijkl}^{(3)}\mathbf{e}_p(\mathbf{r})\mathbf{e}_p^*(\mathbf{r})\mathbf{e}_s(\mathbf{r})d^3r} \quad (4.12)$$

où $\epsilon_{s(p)}$ est la permittivité relative, $n_{s(p)}$ est l'indice de réfraction du silicium à la longueur d'onde Stokes (pompe), $\mathbf{e}_{s(p)}(\mathbf{r})$ est la partie spatiale du mode propre Stokes (pompe) de la cavité. L'intégral du dénominateur porte sur le volume du silicium seulement. Comme indiqué précédemment, parce que toutes les composantes non nulles du tenseur de susceptibilité de Raman $\chi_{ijkl}^{(3)}$ ont la même amplitude dans le silicium, nous avons noté $\xi_{ijkl}^{(3)}$ le tenseur dont les composantes sont égales à 0, si les composantes correspondantes de $\chi_{ijkl}^{(3)}$ sont nulles, et à 1 autrement. Le gain Raman maximal dans la cavité $\tilde{G}_R(\Omega_R)$ est lié au coefficient du gain du massif g_R^B en unité $\text{cm}\cdot\text{W}^{-1}$ par $\tilde{G}_R(\Omega_R) = g_R^B c^2 / (2n_p n_s V_R)$. Pour avoir le gain G exprimant l'accroissement du nombre de photons dans la cavité, il ne reste plus qu'à multiplier \tilde{G}_R par la réponse fréquentielle normalisée de la cavité, $(\Gamma_s/2\pi)/[(\omega_s - \omega_c)^2 + (\Gamma_s/2)^2]$, et à intégrer sur toutes les fréquences pour prendre en compte toutes les transitions

Chapitre 4. Diffusions Raman spontanée et stimulée et mesure du facteur Purcell Raman dans les structures à cristaux photoniques

possibles. Lorsque le Stokes est accordé à la fréquence de la cavité, nous obtenons :

$$G = 2\Gamma_r / [(2\Gamma_r + \Gamma_s)g_R^B hc^3 / (n_p n_s V_R \lambda_p)] \quad (4.13)$$

où n_s et n_p sont l'indice de réfraction du silicium aux longueurs d'onde Stokes et de pompe respectivement et $\Gamma_s = \tau_s^{-1}$. V_R est le volume modal Raman de la cavité. Un calcul similaire permet de calculer le taux d'émission spontanée dans le silicium massif τ_R^{-1} pour une excitation polarisée selon $[1\ 1\ 0]$: $\tau_R^{-1} = 4\pi g_R^B hc^2 n_s^2 (2\Gamma_r) / (3n_p \lambda_p \lambda_s^2)$ [CHEKB10]. En conséquence, le facteur de Purcell dans le cas de la diffusion Raman est donné par :

$$F_R = G\tau_R = \frac{3}{8\pi^2 V_R} \frac{Q_r Q_s}{Q_r + Q_s} \left(\frac{\lambda_s}{n_s} \right)^3 \quad (4.14)$$

où les facteurs de qualité sont donnés par $Q_s = 2\pi c \tau_s / \lambda_s$ et $Q_r = \pi c / (\Gamma_r \lambda_s)$. L'équation 4.14 donne le renforcement de la diffusion Raman pour une cavité accordée à la résonance Raman pour une polarisation de pompe orientée selon l'axe cristallographique $[1\ 1\ 0]$. Parce que l'émission Raman dans le silicium massif a lieu selon deux polarisations orthogonales, cette formule diffère de celle de Purcell par un facteur deux dans le dénominateur. Le chevauchement spectral entre la résonance de la cavité et l'émission Raman est pris en compte par la moyenne harmonique des facteurs de qualité Q , alors que le chevauchement spatial entre le champ et l'émetteur est inclus dans le volume Raman. Le volume Raman diffère notamment du volume du mode Stokes et est donné par l'expression 4.12.

Nous avons simulé les profils de mode par un programme FDTD local développé par X. Checoury. Le centre de la cavité de guide d'onde W1 avec le profil du mode calculé $|\mathbf{e}_s(\mathbf{r})|^2$ et $|\mathbf{e}_p(\mathbf{r})|^2$ sont représentés en haut de la figure 4.5 quand le schéma en bas montre la quantité apparaissant à l'intérieur de l'intégrale au dénominateur de l'équation 4.12 qui est le recouvrement entre le mode Stokes et le mode d'émission Raman \mathbf{P}^{NL} .

4.3. Mesure déterministe du facteur de Purcell dans des micro-cavités par l'émission Raman

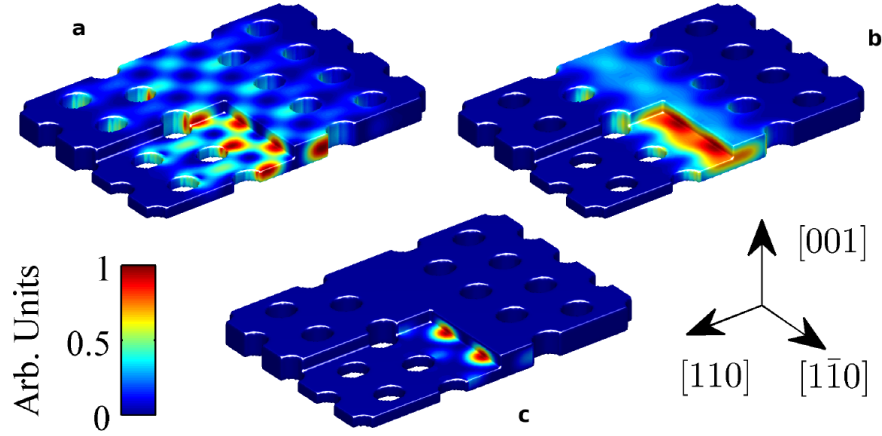


FIG. 4.5: profil du mode calculé de $|\mathbf{e}_s(\mathbf{r})|^2$ (a) et de $|\mathbf{e}_p(\mathbf{r})|^2$ (b) au milieu de la cavité sur quelques périodes du guide d'onde à cristaux photoniques. (c) : profil de la quantité $\mathbf{e}_s^*(\mathbf{r})\xi_{ijkl}^{(3)}\mathbf{e}_p(\mathbf{r})\mathbf{e}_p^*(\mathbf{r})\mathbf{e}_s(\mathbf{r})$ apparaissant à l'intérieur de l'intégrale au dénominateur de l'équation 4.12 qui est le recouvrement entre le mode Stokes et le mode d'émission Raman.

4.3.2 Mesure expérimentale du facteur Purcell par la diffusion Raman

Les cavités mesurées sont fabriquées par un guide d'onde à cristaux photoniques W1 de 24 μm de long orienté dans la direction $[1\bar{1}0]$ en approche membrane. Les cavités sont ainsi réalisées sur une couche de silicium de 200 nm d'épaisseur. Les guides d'onde W1 suspendus ont une constante de réseau a de 454 nm et un rayon de trou égal à $0,26a$. Des fibres lentillées et des guides ridge d'accès ayant des tapers inversés sont utilisés pour améliorer l'injection et la collection de lumière.

La figure 4.6 montre le spectre de transmission d'un guide d'onde W1 de 24 μm de long avec ses deux guides d'accès près de la longueur d'onde de coupure du W1. Grâce à la désadaptation entre les modes du guide W1 et du guide d'accès à ces fréquences, le guide W1 se comporte comme une cavité Fabry-Pérot dont les modes résonants sont vus clairement sur la figure 4.6. Le facteur de qualité mesuré de la résonance à 1659,4 nm est 10^4 . Les facteurs de qualité des deux dernières résonances qui sont difficiles à distinguer à 1660,4 nm et 1660,6 nm ont la même valeur de $4,5 \times 10^4$. L'insert montre une vue élargie du spectre de transmission.

Chapitre 4. Diffusions Raman spontanée et stimulée et mesure du facteur Purcell Raman dans les structures à cristaux photoniques

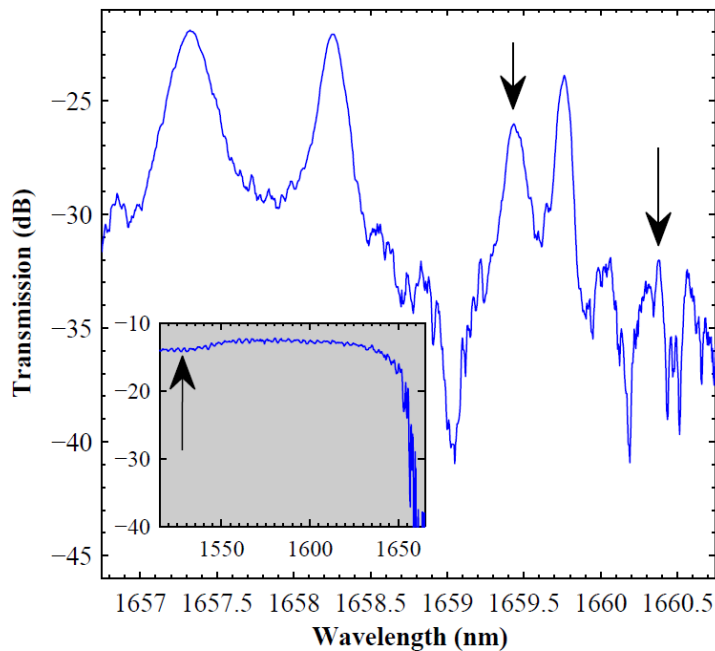


FIG. 4.6: spectre de transmission d'un guide d'onde W1 à cristaux photoniques avec ses guides d'accès près de la longueur d'onde de coupure du W1 (résolution de l'OSA 0,1 nm). Les deux flèches indiquent les longueurs d'onde des modes étudiés. Insert : vue globale de la transmission du guide W1 (résolution de l'OSA 0,5 nm). La flèche indique la longueur d'onde de pompe.

Comme prévu, dans la gamme de fréquences pour laquelle la vitesse de groupe est élevée dans les cristaux photoniques, le guide d'onde à cristaux photoniques est bien adapté avec le guide d'accès. En effet, au dessous de la ligne de lumière, c'est-à-dire, aux longueurs d'onde supérieures à 1540 nm, et dans la gamme de fréquence de vitesse de groupe élevée du W1, les pertes d'insertion de l'échantillon total sont similaires à celles du guide d'accès seul. Les pertes de propagation du W1 sont mesurées à environ 58 dB/mm à la longueur d'onde de pompe, pour des longueurs d'onde plus courtes que 1540 nm.

Pour observer la diffusion Raman, une source laser accordable et un amplificateur dopé Erbium sont utilisés. Nous mesurons d'abord la diffusion Raman générée dans le guide d'accès de sortie. Pour cela, nous choisissons une longueur d'onde de 1532 nm et mesurons la diffusion Raman spontanée vers 1665 nm, dans la bande interdite

4.3. Mesure déterministe du facteur de Purcell dans des micro-cavités par l'émission Raman

du guide W1. Parce qu'à cette longueur d'onde, la diffusion Raman générée dans le guide ridge d'entrée est bloquée par le guide W1 et il n'y a pas de diffusion se produisant dans le guide à cristaux photoniques, nous collectons seulement la diffusion Raman générée dans le guide suspendu de sortie. Le résultat est montré sur l'insert de la figure 4.7. Pour une puissance de pompe de 6,7 mW couplée dans le guide suspendu de sortie, la puissance Stokes collectée est de 1,1 pW. La largeur à mi-hauteur FWHM de la diffusion Raman spontanée générée dans le guide d'accès est, comme prévu, égale à ~ 105 GHz et reflète le temps de vie des photons dans le silicium. La situation diffère fortement pour la diffusion Raman spontanée générée dans le guide d'onde W1 de $24 \mu\text{m}$ de long pour une longueur d'onde de pompe de $1527,7 \text{ nm}$ (Fig. 4.7 (a)). La diffusion Raman a son spectre fortement remis en forme par le guide à cristaux photoniques. En effet, la FWHM des différents pics est inférieure à $0,2 \text{ nm}$, la résolution de l'analyseur de spectre optique (OSA). De plus, le spectre Raman à puissance de pompe élevée présente une résonance à $1660,4 \text{ nm}$ (Fig. 4.7 (b)) qui est difficile à distinguer sur le spectre de transmission de la figure 4.6. Changer la longueur d'onde de pompe de $1527,7 \text{ nm}$ à $1528,3 \text{ nm}$ nous permet de générer une diffusion Raman dans un mode étroit unique.

Il n'y a pas de diffusion Raman stimulée car, comme on peut le voir sur la figure 4.8, la dépendance de la puissance Raman générée à l'intérieur du guide d'onde W1 présente une relation linéaire avec la puissance de pompe pour les résonances à $1659,4 \text{ nm}$ et à $1660,4 \text{ nm}$. Sur la figure 4.8, la puissance collectée a été corrigée en soustrayant la puissance Raman générée à l'intérieur du guide d'accès et en prenant en compte des pertes de propagation ainsi que les pertes de couplage à la pointe du taper inversé.

Le nombre de photons Stokes dans la cavité est lié à la puissance s'échappant de la cavité par $P_s = N_s \hbar \omega / \tau_s$. Néanmoins, seulement une fraction de cette puissance, $P_s^{coll} = N_s \hbar \omega_s / \tau_s^{coll}$, est réellement collectée dans les guides d'accès. Si nous assimilons le guide d'onde W1 à un résonateur symétrique Fabry-Pérot, les pics de transmission T_{max} sont égaux au ratio $(\tau_s / \tau_s^{coll})^2$. Nous pouvons en déduire la valeur de puissance collectée en fonction du nombre de photons Stokes dans la cavité : $P_s^{coll} = \kappa_{out}^{-1} N_s / \tau_s = ((1/2) \sqrt{T_{max}} N_s \hbar \omega_s) / \tau_s$, où le facteur $1/2$ indique que nous ne collectons que la puissance à une seule extrémité de la cavité. A partir de la trans-

Chapitre 4. Diffusions Raman spontanée et stimulée et mesure du facteur Purcell Raman dans les structures à cristaux photoniques

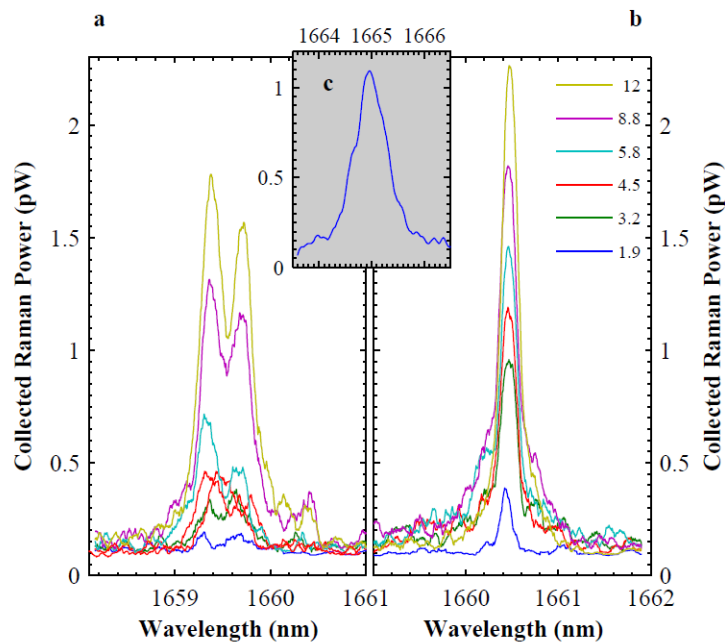


FIG. 4.7: spectre d'émission Raman mesuré pour une longueur d'onde de pompe de 1527,7 nm (Fig. (a)) et 1528,3 nm (Fig. (b)) correspondant au spectre de diffusion Raman spontanée centrée à 1659,6 et 1660,4 nm respectivement (résolution de l'OSA 0,2 nm). Les puissances de pompe à l'entrée du guide d'onde W1 varient dans la gamme de 1,9 à 12 mW. Fig. (c) : diffusion Raman générée dans le guide d'accès de sortie seul pour une puissance de pompe de 12 mW à l'entrée du guide d'onde W1 correspondant à 6,7 mW dans le guide d'accès dû aux pertes du W1. La légende donne les valeurs de puissance de la pompe pour les courbes montrées du haut au bas dans la figure.

4.3. Mesure déterministe du facteur de Purcell dans des micro-cavités par l'émission Raman

mission du guide d'onde W1 aux longueurs d'onde 1659,4 nm et 1660,4 nm présentée sur la figure 4.6, nous obtenons respectivement $T_{max} \approx -15$ dB et $P_s^{coll} = 9,3$ pW ainsi que $T_{max} \approx -21$ dB et $P_s^{coll} = 6,8$ pW pour une puissance de pompe de 10 mW à l'intérieur du guide à cristaux photoniques de 24 μm de long. De manière similaire pour la pompe, $T_{max} \approx 1$, nous avons $\kappa_{in}P_p = (\hbar\omega_p\sqrt{T_{max}})^{-1}P_p \approx 1,3 \times 10^{-21}$ s⁻¹ et $\tau_p = 0,26$ ps, en considérant un indice de groupe n_p^g de 4,4 et des pertes de propagation de 58 dB/mm pour $\lambda_p = 1527,5$ nm et $\lambda_p = 1528,3$ nm. Une valeur du gain Raman pour le silicium généralement rapportée dans la littérature est entre 20 et 76 cm/GW. Pour un gain Raman de 57 cm/GW [DEO⁺04], $\tau_R = 13$ μs , nous déduisons les facteurs expérimentaux respectivement F_R 0,56 et 0,82 de l'équation 4.3 pour les modes résonants à 1659,4 et 1660,4 nm. En utilisant la même valeur du volume Raman pour les deux modes, $V_R = 7,9 \times 10^{-18}$ m³, calculée par des simulations par ondes planes 3D, les facteurs Purcell théoriques calculés par l'équation 4.14 sont $F_R \approx 0,8$ et $F_R \approx 0,9$, en bon accord avec les valeurs expérimentales. Cet accord pourrait être encore meilleur si on considère une valeur légèrement réduite du gain Raman. Ce résultat montre la validité de notre approche pour mesurer le facteur Purcell. Sa détermination ne dépend que de quantités mesurables facilement et déterminées par le design de la cavité. Ceci contraste avec l'approche de boîtes quantiques où l'adaptation spectrale et l'adaptation spatiale sont souvent inconnues.

Si nous supposons que le taux d'émission dans le continuum des modes non-résonants γ n'est pas affecté par le cristal photonique et ainsi égale environ 1, le taux total d'émission spontanée est donc renforcé par un facteur $F + \gamma \approx 1,8$ comparé au taux dans le silicium massif. Un laser Raman réalisé dans cette cavité sera caractérisé par un facteur d'émission spontanée à température ambiante $\beta = F_R/(F_R + \gamma) = 0,44$ et plus si on prend en compte que l'émission dans le continuum des modes radiatifs peut être inhibée par le cristal photonique [FTT⁺05]. Dans notre expérience, le facteur de Purcell est limité par le volume Raman 70 fois plus grand que le petit volume modal typique des cavités ultimes à cristaux photoniques. Réduisant la taille de la cavité et en conséquence le volume Raman par un facteur 20 en maintenant un facteur de qualité Q d'environ 40 000 conduirait à un facteur de Purcell d'environ 16, limité par la largeur de raie du gain Raman. Le facteur β serait au moins égal à 0,94 et un tel laser montrerait des propriétés remarquables en termes de la

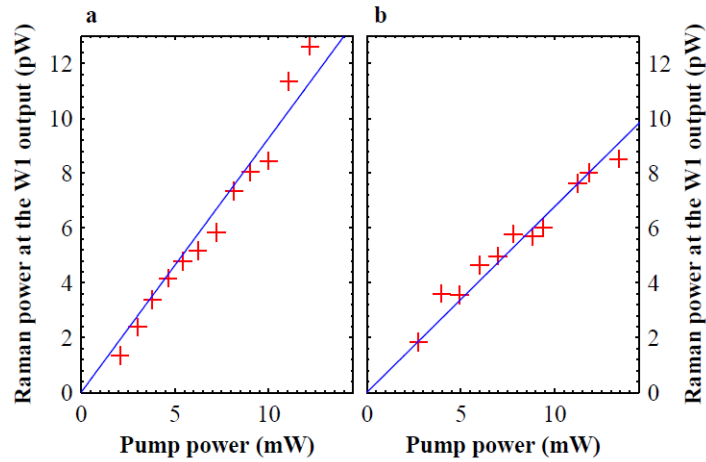


FIG. 4.8: puissance Raman générée à l'intérieur du guide d'onde W1. La puissance collectée à la sortie du W1 à 1659,4 nm (Fig. (a)) et à 1660,4 nm (Fig. (b)) est représentée en fonction de la puissance à l'entrée du guide d'onde W1. Les longueurs d'onde sont 1527,5 et 1528,3 nm respectivement. La puissance est intégrée sur une large bande de 0,5 nm et les lignes sont un ajustement linéaire par la méthode des moindres carrés des données.

modulation à haute vitesse.

4.4 Diffusion Raman stimulée dans des guides d'onde en silicium sous une excitation continue

4.4.1 Guide d'onde étroit W0,66 doublement résonant

Nous avons théoriquement décrit les principes de la diffusion Raman stimulée dans la section 1.4.2 du premier chapitre. La plupart des expériences de diffusion Raman dans des guides d'onde à cristaux photoniques ont été exécutées dans des guides d'onde W1 [IOY⁺08, MYKW08, CEKHB09], et ce y compris au début de cette thèse. Ces structures, qui sont résonantes à la fréquence Stokes seulement, permettent d'observer la diffusion Raman stimulée seulement sous une excitation impulsionnelle [OIY⁺08]. Ainsi, la diffusion Raman stimulée sous une excitation continue n'a jamais été rapporté avant cette thèse parce que l'efficacité de la diffu-

4.4. Diffusion Raman stimulée dans des guides d'onde en silicium sous une excitation continue

sion Raman n'est pas suffisamment élevée dans ces guides d'onde comparée à l'efficacité des autres effets non-linéaires néfastes comme l'absorption à deux-photons et l'absorption par porteurs libres photo-générés. Une possibilité pour augmenter l'efficacité de la diffusion Raman spontanée et stimulée est de réduire le volume modal des modes de pompe et Stokes tout en maintenant un bon recouvrement spatial en plus d'un long temps d'interaction entre le mode Stokes et le mode de pompe [YW07, CHEKB10]. En conséquence, des structures doublement résonantes aux longueurs d'onde de pompe et Stokes doivent être étudiées préférentiellement. Dans ce travail de thèse, nous montrons que les guides d'onde à cristaux photoniques avec une largeur réduite peuvent mener à de telles structures doublement résonantes. En particulier, nous étudions la diffusion Raman spontanée et stimulée dans des guides d'onde très étroits W0,66, dont la largeur est égale aux deux tiers de la largeur d'un guide W1. Nous montrons que ces guides d'onde, qui n'ont pas été étudiés pour l'émission Raman jusqu'ici, conduisent à de l'émission Raman stimulée sous une excitation continue [CHB10].

4.4.2 Étude théorique des guides W0,66

Nous étudions la diffusion Raman spontanée et stimulée dans des guides d'onde très étroits W0,66. Ces guides d'onde, dont la largeur est égale à $0,66\sqrt{3}a$ avec a la période du cristal photonique, sont plus étroits que les W1 dont la largeur est égale à $\sqrt{3}a$. La figure 4.9 (courbe noir continue) illustre le diagramme de dispersion calculé en polarisation TE d'un guide d'onde W0,66 fabriqué dans une membrane de silicium avec une épaisseur de $0,46a$. Comme on peut le voir sur le diagramme, le mode fondamental a une vitesse de groupe petite près de la fréquence normalisée de 0,26, qui est proche de la coupure basse fréquence du guide d'onde. Pour un cristal photonique ayant une période de 438 nm, comme dans l'expérience, cette petite vitesse de groupe a lieu vers la longueur d'onde $\lambda = a/0,26 = 1685$ nm. Néanmoins, contrairement à un guide d'onde W1, les guides d'onde W0,66 ont une seconde région de petite vitesse de groupe près de la fréquence normalisée 0,284 qui peut être utilisée pour accroître l'interaction de la pompe avec le silicium. En effet, le décalage de Raman entre le mode de pompe et Stokes est égal à 15,6 THz, ce qui correspond à un décalage de fréquence normalisée de 0,0228 pour une pé-

Chapitre 4. Diffusions Raman spontanée et stimulée et mesure du facteur Purcell Raman dans les structures à cristaux photoniques

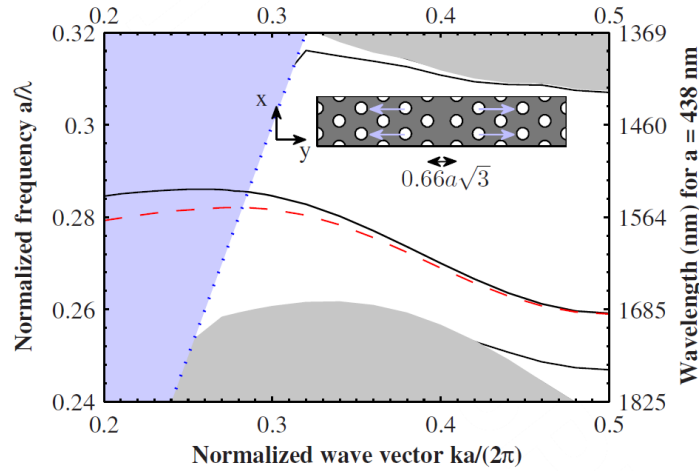


FIG. 4.9: diagramme de bandes projetées du guide d'onde à cristaux photoniques en silicium W0,66 calculé par la méthode des ondes planes 3D. L'épaisseur de la membrane est de $0,46a$ et le rayon de trous est de $0,25a$. Le cône de lumière est représenté par une ligne pointillée. Le mode fondamental du guide d'onde W0,66 non-modifié est représenté en noir. La courbe pointillée représente la courbe de dispersion du mode fondamental quand la deuxième rangée de trous est décalée de $0,06\sqrt{3}a$. L'insert : vue schématique du guide W0,66. Les flèches indiquent les trous qui sont décalés et la direction du décalage.

riode de cristal photonique de 438 nm. La différence de fréquence entre les deux modes de petite vitesse de groupe est de 0,024 et est presque égale au décalage Raman. Pour réduire davantage la vitesse de groupe du mode de pompe et faire mieux correspondre cette différence au décalage Raman, nous avons décalé la deuxième rangée de trous à partir du coeur du guide d'onde (insert de la figure 4.9). La courbe pointillée montre la dispersion du mode fondamental dans le cas d'un décalage de la seconde rangée de $0,06\sqrt{3}a$ décalé (figure 4.9). Comme on le voit sur la figure, la coupure haute fréquence est abaissée et l'indice de groupe du mode de pompe augmente de 5 à 25 montrant l'efficacité de la méthode pour ajuster la différence fréquentielle entre deux modes de petite vitesse de groupe. De plus, en même temps, le vecteur d'onde auquel la vitesse de groupe s'annule est augmenté et est décalé presque en dessous du cône de lumière.

Grâce à la symétrie cristalline dans le silicium, les règles de sélection imposent les géométries de diffusion Raman qui sont permises [JRDB06]. En particulier,

4.4. Diffusion Raman stimulée dans des guides d'onde en silicium sous une excitation continue

comme on l'a vu à la partie 1.4.3 du chapitre 1, des ondes planes se propageant dans la direction cristallographique $[1\ 1\ 0]$ du silicium et polarisés selon la direction $[1\ \bar{1}\ 0]$, produisent une diffusion Raman se propageant avec la même direction et polarisation que la pompe, au contraire d'ondes planes se propageant dans la direction $[1\ 0\ 0]$ et polarisés selon la direction $[0\ 1\ 0]$ qui ne produisent pas de diffusion Raman dans la direction $[1\ 0\ 0]$. En conséquence, dans les études précédentes sur les guides d'onde W1 [MYKW08, CEKHB09, CHEKB10] ou sur les guides d'onde étroits [CPO06, DEO⁺04, EDO⁺04, MYP⁺06], les guides d'onde étaient orientés dans la direction $[1\ 1\ 0]$ parce que dans ces guides d'onde le champ \mathbf{E} est presque perpendiculaire à l'axe du guide d'onde. Néanmoins, les guides d'onde W0,66 sont beaucoup plus étroits que les guides d'onde W1. Les amplitudes des composantes longitudinales et transverse du champ \mathbf{E} ont été calculées en utilisant la méthode des ondes planes 3D. Elles sont presque identiques comme on peut le voir sur la figure 4.10 (haut), où sont représentés les motifs calculés du module au carré $|\mathbf{E}_p|^2$, et de la composante longitudinale, selon la direction x , $|\mathbf{E}_{px}|^2$ du champ \mathbf{E} .

Comme on peut le voir, la composante longitudinale est responsable pour presque un tiers du module au carré du champ \mathbf{E} . Elle indique que le champ \mathbf{E} forme presque un angle de 55° avec l'axe de guide d'onde, contrairement aux guides d'onde W1. La présence de ce fort champ électrique longitudinal est similaire à celui rencontré dans des guides d'onde de type nano-fil en silicium [DLY⁺09]. Pour maximiser la diffusion Raman, nous calculons la polarisation produite par diffusion Raman pour le guide W0,66 orienté selon les directions $[1\ 0\ 0]$ et $[1\ 1\ 0]$ de la maille cristalline du silicium dans le cas où le champ Stokes \mathbf{E}_s correspond au mode lent proche de la coupure basse-fréquence du guide W0,66 (figure 4.10, milieu). La figure 4.10 (bas) montre les modules carrés de la polarisation produite par diffusion Raman pour les deux orientations cristallographiques. L'amplitude maximale de la polarisation Raman est plus élevée dans l'orientation $[1\ 0\ 0]$ comparée à l'orientation $[1\ 1\ 0]$. Pour être plus quantitatif, nous avons calculé le volume de Raman associé parce que le gain et le taux d'émission Raman spontanée dans le cristal photonique sont proportionnels à l'inverse à ce volume, voir l'équation 4.13 que nous avons donnée dans la section 4.3.1 [CHEKB10, YW07]. Le volume Raman, qui représente une mesure du recouvrement entre le champ Stokes et le champ de la pompe, est donné

Chapitre 4. Diffusions Raman spontanée et stimulée et mesure du facteur Purcell Raman dans les structures à cristaux photoniques

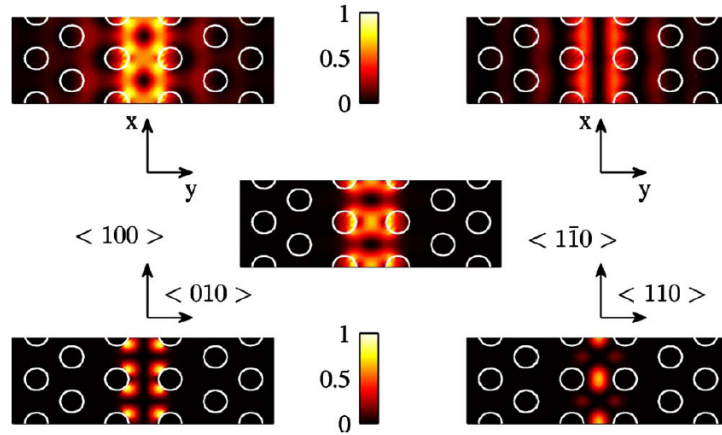


FIG. 4.10: haut : profil du module au carré du champ \mathbf{E} de pompe $|\mathbf{E}_p|^2$ (gauche) et profil du module au carré de la composante longitudinale $|\mathbf{E}_{px}|^2$, selon la direction du guide d'onde (direction x) (droite). Milieu : motif du champ du mode Stokes $|\mathbf{E}_s|^2$. Bas : profil de la polarisation induite par diffusion Raman pour un guide d'onde orienté dans les directions cristallographiques du silicium $[1\ 0\ 0]$ (gauche) et $[1\ 1\ 0]$ (droite). Les champs sont représentés au centre de la membrane (direction z) et ils sont calculés par la méthode des ondes planes 3D.

par l'équation 4.12.

Le volume Raman calculé est égal à $1 \times 10^{-19} \text{ m}^3$ pour une période de guide d'onde à cristaux photoniques orienté selon la direction $[1\ 0\ 0]$ et à $1,6 \times 10^{-19} \text{ m}^3$ pour la direction $[1\ 1\ 0]$. Ceci montre que la diffusion Raman sera 1,6 fois plus élevée dans l'orientation $[1\ 0\ 0]$ que dans l'orientation $[1\ 1\ 0]$ pour le même design du guide d'onde W0,66.

4.4.3 Observation expérimentale de l'effet Raman stimulé

Les cavités étudiées sont fabriquées dans un guide d'onde à cristaux photoniques W0,66 long de $50 \mu\text{m}$ et orienté selon la direction $[1\ 0\ 0]$. L'épaisseur de la membrane de silicium est de 200 nm . Les guides d'onde W0,66 sont fabriqués dans un réseau triangulaire de trous et orientés selon $\Gamma\mathbf{K}$. Les cristaux photoniques ont une période de réseau a de 438 nm et un rayon de trou d'air de $0,25a$ comme dans les simulations. Comme précédemment décrit dans la section 3.2.1, pour améliorer

4.4. Diffusion Raman stimulée dans des guides d'onde en silicium sous une excitation continue

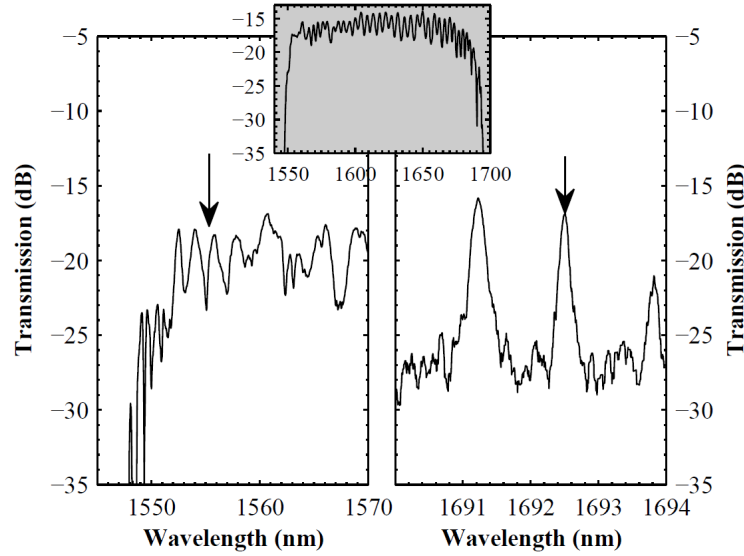


FIG. 4.11: spectre de transmission d'un guide d'onde W0,66 avec ses guides d'accès près de la coupure de fréquence haute (gauche) et basse (droite) (résolution de l'OSA 0,1 nm). Les longueurs d'onde de pompe (gauche) et Stokes (droite) sont indiquées par une flèche. Insert : le spectre de transmission global (résolution de l'OSA 2 nm).

l'injection de lumière et la collection par des fibres lentillées et pour réduire les réflexions optiques, la lumière est injectée dans un guide W0,66 par deux guides d'onde d'accès suspendus qui sont terminés par des tapers inversés. La figure 4.11 montre le spectre de transmission du guide d'onde W0,66 mesuré près de la coupure haute-fréquence du guide (gauche) et basse-fréquence (droite), au moyen du dispositif expérimental que nous avons présenté dans la section 2.4.2. Grâce à l'inadaptation des modes entre le guide W0,66 et le guide d'accès à proximité de la coupure basse-fréquence, le guide W0,66 se comporte comme une cavité Fabry-Pérot dont les modes résonants sont vus clairement. La résonance à 1692,5 nm est utilisée pour le mode Stokes et son facteur de qualité est $Q_s = 1,8 \times 10^4$. Le facteur de qualité du mode de pompe à 1555,5 nm est égal à $Q_p = 2400$. L'insert de la figure 4.11 montre une vue élargie du spectre de transmission.

Comme prévu et contrairement à nos mesures précédentes dans des guides d'onde orientés selon la direction cristallographique [1 1 0] du silicium, nous ne sommes pas arrivés à observer de la diffusion Raman dans les guides d'onde d'accès orienté

Chapitre 4. Diffusions Raman spontanée et stimulée et mesure du facteur Purcell Raman dans les structures à cristaux photoniques

selon [1 0 0], pour une puissance de pompe à la sortie jusqu'à 25 mW. Par contre, une diffusion Raman forte était mesurée dans le guide d'onde W0,66 pour une longueur d'onde de pompe de 1555,5 nm. La figure 4.12 (gauche) montre la dépendance de la puissance Raman générée à l'intérieur du guide d'onde W0,66 en fonction de la puissance de pompe mesurée à la sortie de la cavité. La puissance collectée est mesurée dans une largeur de bande de 1 nm et est corrigée en tenant compte des pertes de propagation et des pertes de couplage au taper inversé mesurées à 7 dB par extrémité pour les deux longueurs d'onde, celle de pompe et celle Stokes. La mesure de la puissance de pompe est réalisée à la sortie du guide d'onde parce que cette puissance est proportionnelle à la puissance de pompe circulant à l'intérieur de la cavité et aussi parce que les longueurs d'onde Stokes et de pompe ont les mêmes pertes de couplage à la sortie. La puissance Stokes dépend linéairement de la puissance de pompe à faible excitation comme indiqué par la ligne pointillée qui est un ajustement linéaire effectué sur les cinq premiers points mesurés. À puissance plus élevée, la dépendance est clairement super-linéaire indiquant que la diffusion Raman n'est pas que spontanée mais aussi stimulée. En même temps, l'absorption à deux-photons (TPA) et l'absorption par porteurs libres photo-générés (FCA) commence à apparaître comme on peut le voir sur la figure 4.12 (droite), qui montre une dépendance sub-linéaire de la puissance de pompe à la sortie avec la puissance à l'entrée.

Comparons maintenant ces résultats avec le gain Raman calculé en tenant compte de la FCA. Nous rappelons ici le modèle donnant le nombre de photons dans une cavité pour étudier l'effet Raman que nous avons présenté dans la section 1.4.3 et dans la section 4.3.1 de cette thèse. Il s'agit d'une relation entre le nombre moyen de photons Stokes N_s et celui de photons de pompe N_p dans une cavité. On rappelle que le nombre de photons Stokes (pompe) est lié avec la puissance collectée Stokes (pompe) $P_{s(p)}^{out}$ par $P_{s(p)}^{out} = \kappa_{s(p)} N_{s(p)} = 0,5 \sqrt{T_{s(p)}} N_{s(p)} \hbar \omega_{s(p)} / \tau_{s(p)}$, où $T_{s(p)}$ est la transmission à une puissance faible de la cavité à la longueur d'onde Stokes (pompe) $\lambda_{s(p)}$, $\omega_{s(p)} = 2\pi f_{s(p)} = 2\pi c / \lambda_{s(p)}$ est la pulsation et $\tau_{s(p)} = Q_{s(p)} / \omega_{s(p)}$ est le temps de vie du photon Stokes (pompe) dans le résonateur. Les nombres des photons de pompe et Stokes sont reliés par l'équation ci-dessous [YW07, BSP05, CHB10] :

4.4. Diffusion Raman stimulée dans des guides d'onde en silicium sous une excitation continue

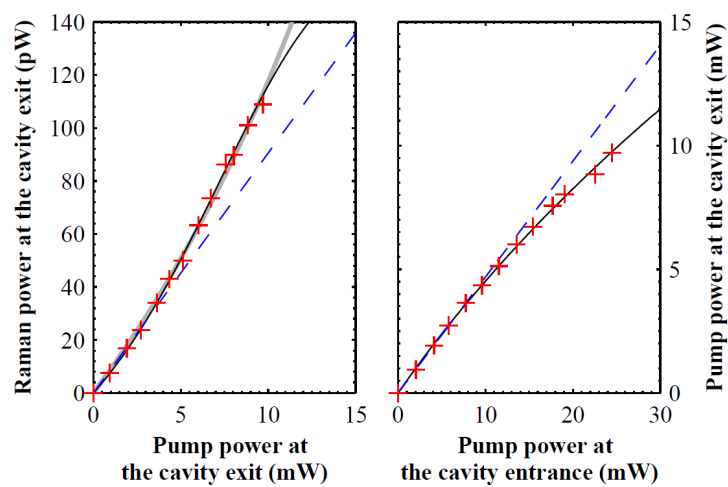


FIG. 4.12: Gauche : puissance Stokes mesurée en fonction de la puissance de pompe à la sortie de la cavité. Droite : puissance de pompe à la sortie de la cavité en fonction de la puissance de pompe à l'entrée de la cavité. Les croix rouges sont des mesures et les lignes pointillées sont un ajustement linéaire sur les cinq premiers points mesurés à puissance basse. Les courbes continues en noir sont des ajustements non-linéaires. La courbe en gris foncé est un ajustement non-linéaire qui ne tient pas compte des effets d'absorption par porteurs libres.

Chapitre 4. Diffusions Raman spontanée et stimulée et mesure du facteur Purcell Raman dans les structures à cristaux photoniques

$$\frac{dN_s}{dt} = -\frac{N_s}{\tau_s} - \gamma_s^{FCA} N_p^2 N_s + G N_p (N_s + 1) \quad (4.15)$$

qui diffère de l'équation 1.58 dans la section 1.4.3 par l'ajout du terme d'absorption par porteurs libres $-\gamma_s^{FCA} N_p^2 N_s$.

$\gamma_s^{FCA} = [\tau^{FC} c^3 \sigma \beta (\hbar \omega)^2] / [2n^3 \hbar \omega_p (V_s^{FCA})]$ est le taux d'absorption par porteurs libres avec $\tau^{FC} = 1$ ns le temps de vie des porteurs libres, $\sigma = 1,45 \times 10^{-21}$ m² la section efficace d'absorption par porteurs libres et $\beta = 0,84$ cmGW⁻¹ le coefficient d'absorption à deux-photons dans le silicium. Le volume de l'absorption par porteurs libres du mode Stokes est donné par [YW07] :

$$(V_s^{FCA})^2 = \frac{[\int \epsilon_s(\mathbf{r}) |\mathbf{E}_s(\mathbf{r})|^2 d^3 r][\int \epsilon_p(\mathbf{r}) |\mathbf{E}_p(\mathbf{r})|^2 d^3 r]^2}{n_p^4 n_s^2 \int_{S_i} |\mathbf{E}_s(\mathbf{r})|^2 |\mathbf{E}_p(\mathbf{r})|^4 d^3 r} \quad (4.16)$$

Comme nous sommes au-dessous du seuil laser ($N_s < 1$), nous avons négligé l'absorption à deux-photons concernant les photons Stokes dans l'équation 4.15. En régime stationnaire, nous avons :

$$N_s = G \tau_s N_p / (1 - G \tau_s N_p + \gamma_s^{FCA} \tau_s N_p^2) \quad (4.17)$$

Ou de manière équivalente, nous avons :

$$P_s^{out} = \kappa_s G \tau_s \kappa_p^{-1} P_p^{out} / (1 - G \tau_s \kappa_p^{-1} P_p^{out} + \gamma_s^{FCA} \tau_s \kappa_p^{-2} P_p^{out 2}) \quad (4.18)$$

Par un ajustement non-linéaire (figure 4.12, gauche), nous avons $G \tau_s \kappa_p^{-1} = 71$ W⁻¹. A l'aide des valeurs mesurées, $Q_s = 18000$, $Q_p = 2400$ et $T_p = 0,46$ nous obtenons $G = 9.5 \times 10^4$ s⁻¹ et $\gamma_s^{FCA} = 0.1$ s⁻¹. Ce gain correspond à un facteur de Purcell $F = G \tau_R$ égal à 1,3, une valeur plus élevée que celle que nous avons obtenue dans des guides d'ondes W1 de 25 μm de long où τ_R^{-1} est le taux de diffusion Raman dans le silicium massif.

Les valeurs du volume Raman et des volumes FCA ont été estimées à $V_r = 1,3 \times 10^{-17}$ m³ et $V_s^{FCA} = 5 \times 10^{-18}$ m³ avec des simulations FDTD 2D et 3D en utilisant un code maison [CELB07]. Le gain Raman calculé G et le taux de FCA γ_s^{FCA}

sont égaux à $4,5 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ et $0,015 \text{ s}^{-1}$ respectivement. Ces valeurs s'accordent avec celles extraites de l'ajustement non linéaire des courbes bien qu'elles soient inférieures à celles expérimentales. Ces différences peuvent être expliquées par le fait que, à petite vitesse de groupe, des effets de localisation peuvent apparaître à cause du désordre présent dans la structure fabriquée [TIV07]. Ce phénomène peut affecter la pompe et le mode Stokes et conduire à des volumes de Raman effectifs et de FCA plus petits que ceux simulés. Une autre explication est que pour la plage de variation de puissance correspondant aux mesures, l'effet par porteurs libres reste relativement faible et l'ajustement des courbes n'est pas extrêmement précis. Si l'ajustement non-linéaire est fait sans tenir compte du FCA (figure 4.12, ligne gris foncée à gauche), c'est-à-dire en supposant la dépendance suivante entre le nombre de photons Stokes et de photons de pompe, $N_s = G\tau_s N_p / (1 - G\tau_s N_p)$, le gain Raman mesuré est plus bas et égal à $G = 3,5 \times 10^4$, ce qui représente une limite basse. De plus, si le FCA reste négligeable, nous pouvons prédire un seuil de laser modéré égal à $P_p^{out,thres} = \kappa_p G^{-1} \tau_s^{-1} = 31 \text{ mW}$. Ceci montre qu'un laser Raman à cristaux photoniques en silicium peut être réalisé par les mêmes moyens que pour les lasers à guides d'onde à cristaux photoniques déjà réalisés dans des matériaux III-V [CBL⁺04b, CBL⁺05a]. Une méthode pour atteindre le seuil laser avec la présence de FCA consistera à augmenter le facteur de qualité actuel relativement modéré du mode Stokes de $1,8 \times 10^4$ à 2×10^5 pour obtenir un seuil d'environ 3 mW. Ceci peut être réalisé en fabriquant une cavité à hétéro-structure basée sur un tel guide d'onde étroit.

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, plusieurs résultats originaux obtenus sur la diffusion Raman spontanée et la diffusion Raman stimulée ont été présentés.

Dans la première section, nous avons présenté une étude expérimentale de la diffusion Raman spontanée dans un guide d'onde à cristaux photoniques W1 en silicium sur isolant (SOI). Nous avons montré que le spectre de la diffusion Raman est fortement modifié par un guide d'onde à cristaux photoniques de $50 \mu\text{m}$ de long. Pour certaines longueurs d'onde particulières de pompe, la largeur à mi-hauteur (FWHM)

Chapitre 4. Diffusions Raman spontanée et stimulée et mesure du facteur Purcell Raman dans les structures à cristaux photoniques

du signal Stokes peut être de moins de 0,5 nm au lieu de 1 nm réalisée dans un guide d'onde ridge standard. De plus, l'efficacité de la diffusion Raman est augmentée de plus d'un ordre de grandeur grâce à la petite vitesse de groupe qui renforce l'interaction lumière-matière. Ces résultats sont encourageants pour la réalisation d'un laser à cristal photonique en silicium sur isolant où la diffusion Raman stimulée pourrait être obtenue si les pertes de couplage et de propagation étaient diminuées.

Dans la deuxième section, nous avons cherché à approfondir notre compréhension de la diffusion Raman spontanée. Pour cela, nous avons mesuré le facteur de Purcell pour la diffusion Raman dans des cavités à cristaux photoniques en silicium à température ambiante sous excitation continue. Nous avons montré que la différence principale dans l'expression du facteur de Purcell entre le cas standard et celui de la diffusion Raman est l'utilisation du volume Raman qui tient compte intrinsèquement de l'orientation, l'adaptation spatiale et spectrale de l'émetteur. En conséquence, la puissance optique émise est complètement contrôlée et déterminée par le design de cavité et par le faisceau de la pompe. Comme toutes les quantités intervenant dans l'expression du facteur de Purcell sont mesurables, un très bon accord a été trouvé avec l'expérience. Ceci nous démontre la nature déterministe du renforcement de l'émission spontanée par effet Purcell pour la diffusion Raman. L'observation de la diffusion Raman renforcée dans des cavités ouvre le chemin au développement de lasers ultra-intégrés de facteur β élevé à faible seuil dans le silicium à température ambiante.

Dans la dernière section, nous avons montré que la diffusion Raman stimulée se produit dans des guides d'onde étroits à cristaux photoniques en silicium. Ces guides d'onde sont orientés selon la direction cristallographique du silicium $[1\ 0\ 0]$ et conduit à une réduction de 60% du volume Raman en comparaison avec des guides d'onde $W1$ orientés selon la direction $[1\ 1\ 0]$. Ces guides d'onde permettent également une réduction des vitesses de groupe du mode de pompe et du mode Stokes en même temps. Pour une telle structure, l'effet de diffusion Raman stimulée a été observé à température ambiante pour une puissance incidente continue aussi basse que 20 mW. Ce résultat, qui s'accorde bien avec les simulations, nous permet de prévoir un seuil de laser inférieur à 100 mW si l'absorption par porteurs libres pourrait être rendue négligeable.

4.6 Bibliographie du chapitre 4

- [BJ04] O. Boyraz and B. Jalali. Demonstration of a silicon raman laser. *Optics Express*, 12(21) :5269–5273, 2004.
- [BSP05] Paul Barclay, Kartik Srinivasan, and Oskar Painter. Nonlinear response of silicon photonic crystal microresonators excited via an integrated waveguide and fiber taper. *Opt. Express*, 13(3) :801–820, 2005.
- [BY91] G. Bjork and Y. Yamamoto. Analysis of semiconductor microcavity lasers using rate equations. *IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS*, 27(11) :2386–2396, November 1991.
- [CBL⁺04b] X. Checoury, P. Boucaud, J. M. Lourtioz, F. Pommereau, C. Cuisin, E. Derouin, O. Drisse, L. Legouezigou, F. Lelarge, F. Poingt, G. H. Duan, D. Mulin, S. Bonnefont, O. Gauthier-Lafaye, J. Valentin, F. Lozes, and A. Talneau. Distributed feedback regime of photonic crystal waveguide lasers at 1.5 μm . *Applied Physics Letters*, 85(23) :5502–5504, 2004.
- [CBL⁺05a] X. Checoury, P. Boucaud, J. M. Lourtioz, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, D. Mulin, J. Valentin, F. Lozes-Dupuy, F. Pommereau, C. Cuisin, E. Derouin, O. Drisse, L. Legouezigou, F. Lelarge, F. Poingt, G. H. Duan, and A. Talneau. 1.5 μm room-temperature emission of square-lattice photonic-crystal waveguide lasers with a single line defect. *Applied Physics Letters*, 86(15) :151111, 2005.
- [CCL⁺05] X. Checoury, P. Crozat, J. M. Lourtioz, C. Cuisin, E. Derouin, O. Drisse, F. Poigt, L. Legouezigou, O. Legouezigou, P. Pommereau, G. H. Duan, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, D. Mulin, F. Lozes-Dupuy, and A. Talneau. Single-mode in-gap emission of medium-width photonic crystal waveguides on InP substrate. *Optics Express*, 13(18) :6947–6955, 2005.

Chapitre 4. Diffusions Raman spontanée et stimulée et mesure du facteur Purcell Raman dans les structures à cristaux photoniques

- [CEKHB09] X. Checoury, M. El Kurdi, Z. Han, and P. Boucaud. Enhanced spontaneous Raman scattering in silicon photonic crystal waveguides on insulator. *Optics Express*, 17(5) :3500–3507, 2009.
- [CELB07] X. Checoury, S. Enoch, C. Lopez, and A. Blanco. Stacking patterns in self-assembly opal photonic crystals. *Applied Physics Letters*, 90(16) :161131, 2007.
- [CHB10] X. Checoury, Z. Han, and P. Boucaud. Stimulated Raman scattering in silicon photonic crystal waveguides under continuous excitation. *Phys. Rev. B*, 82(4) :041308, Jul 2010.
- [CHEKB10] X. Checoury, Z. Han, M. El Kurdi, and P. Boucaud. Deterministic measurement of the Purcell factor in microcavities through Raman emission. *PHYSICAL REVIEW A*, 81(3), MAR 2010.
- [CPO06] X.G. Chen, N.C. Panoiu, and R.M. Osgood. Theory of raman-mediated pulsed amplification in silicon-wire waveguides. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 42 :160, 2006.
- [DEO⁺04] J. I. Dadap, R. L. Espinola, R. M. Osgood, S. J. McNab, and Y. A. Vlasov. Spontaneous Raman scattering in ultrasmall silicon waveguides. *Optics Letters*, 29(23) :2755–2757, 2004.
- [DLY⁺09] Jeffrey B. Driscoll, Xiaoping Liu, Saam Yasseri, Iwei Hsieh, Jerry I. Dadap, and Richard M. Osgood. Large longitudinal electric fields (e_z) in silicon nanowire waveguides. *Opt. Express*, 17(4) :2797–2804, 2009.
- [EDO⁺04] R. L. Espinola, J. I. Dadap, R. M. Osgood, S. J. McNab, and Y. A. Vlasov. Raman amplification in ultrasmall silicon-on-insulator wire waveguides. *Optics Express*, 12(16) :3713–3718, 2004.
- [FTT⁺05] M. Fujita, S. Takahashi, Y. Tanaka, T. Asano, and S. Noda. Simultaneous inhibition and redistribution of spontaneous light emission in photonic crystals. *Science*, 308(5726) :1296–1298, 2005.

- [IOY⁺08] K. Inoue, H. Oda, A. Yamanaka, N. Ikeda, H. Kawashima, Y. Sugimoto, and K. Asakawa. Dramatic density-of-state enhancement of raman scattering at the band edge in a one-dimensional photonic-crystal waveguide. *Physical Review A*, 78(1), 2008.
- [Joa08] John D. Joannopoulos. *Photonic crystals - molding the flow of light*. Princeton University Press, 2008.
- [JRDB06] B. Jalali, V. Raghunathan, D. Dimitropoulos, and O. Boyraz. Raman-based silicon photonics. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 12(3) :412–421, May-June 2006.
- [KSMV04] T. J. Kippenberg, S. A. Spillane, B. Min, and K. J. Vahala. Theoretical and experimental study of stimulated and cascaded raman scattering in ultrahigh-Q optical microcavities. *Ieee Journal Of Selected Topics In Quantum Electronics*, 10(5) :1219–1228, 2004.
- [KTK⁺09] T. J. Kippenberg, A. L. Tchebotareva, J. Kalkman, A. Polman, and K. J. Vahala. Purcell-factor-enhanced scattering from Si nanocrystals in an optical microcavity. *Physical Review Letters*, 103(2) :027406, 2009.
- [LPA07] Q. Lin, O. J. Painter, and G. P. Agrawal. Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides : Modeling and applications. *Optics Express*, 15 :16604–16644, 2007.
- [MGdSM⁺07] A. Mazzei, S. Götzinger, L. de S. Menezes, G. Zumofen, O. Benson, and V. Sandoghdar. Controlled coupling of counterpropagating whispering-gallery modes by a single rayleigh scatterer : A classical problem in a quantum optical light. *Phys. Rev. Lett.*, 99(17) :173603, Oct 2007.
- [MMV03] S. J. McNab, N. Moll, and Y. A. Vlasov. Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides. *Optics Express*, 11(22) :2927–2939, 2003.

Chapitre 4. Diffusions Raman spontanée et stimulée et mesure du facteur Purcell Raman dans les structures à cristaux photoniques

- [MYKW08] J. F. McMillan, M. B. Yu, D. L. Kwong, and C. W. Wong. Observation of spontaneous Raman scattering in silicon slow-light photonic crystal waveguides. *Applied Physics Letters*, 93(25) :251105, 2008.
- [MYP⁺06] J. E. McMillan, X. D. Yang, N. C. Panoiu, R. M. Osgood, and C. W. Wong. Enhanced stimulated raman scattering in slow-light photonic crystal waveguides. *Optics Letters*, 31(9) :1235–1237, 2006.
- [OIY⁺08] H. Oda, K. Inoue, A. Yamanaka, N. Ikeda, Y. Sugimoto, and K. Asakawa. Light amplification by stimulated Raman scattering in AlGaAs-based photonic-crystal line-defect waveguides. *Applied Physics Letters*, 93(5), 2008.
- [Pur46] E.M. Purcell. Spontaneous emission probabilities at radiofrequencies. *Physical Review*, 69 :681, 1946.
- [SSMK06] M. Settle, M. Salib, A. Michaeli, and T. F. Krauss. Low loss silicon on insulator photonic crystal waveguides made by 193nm optical lithography. *Optics Express*, 14(6) :2440–2445, 2006.
- [TIV07] J. Topolancik, B. Ilic, and F. Vollmer. Experimental observation of strong photon localization in disordered photonic crystal waveguides. *Phys. Rev. Lett.*, 99(25) :253901, Dec 2007.
- [YW05] Xiaodong Yang and Chee Wei Wong. Design of photonic band gap nanocavities for stimulated Raman amplification and lasing in monolithic silicon. *Opt. Express*, 13(12) :4723–4730, 2005.
- [YW07] X. D. Yang and C. W. Wong. Coupled-mode theory for stimulated raman scattering in high-Q/V_m silicon photonic band gap defect cavity lasers. *Optics Express*, 15(8) :4763–4780, 2007.

Conclusion générale

Ce manuscrit de thèse présente des travaux orientés sur l'étude de l'effet Raman pour la réalisation de lasers à cristaux photoniques dans la filière du silicium. Nous avons pu étudier les propriétés de différentes structures à cristaux photoniques à l'aide de simulations numériques par différentes méthodes. Des études approfondies sur les effets Raman spontané et stimulé, ont été effectuées dans ce travail de thèse. Ces études ont pu donner une description théorique des effets Raman spontané et stimulé, en fonction des nombres de photons de pompe et Stokes dans un système à cristaux photoniques. Cette description est équivalente à une autre description théorique de la diffusion Raman que nous avons développée, et qui concerne une relation entre la puissance de pompe et la puissance du signal Raman. La relation entre le Raman spontané et le Raman stimulé ont également été rapportés dans ce manuscrit.

Un effort important a été fait afin d'optimiser les procédés technologiques de fabrication des cristaux photoniques en silicium. En particulier, les différents modes d'exposition de la lithographie électronique et le principe de correction des effets de proximité ont également été étudiés dans ce travail de thèse. Une lithographie électronique en mode ligne et une structuration spécifique au niveau de dessin du masque nous permet d'améliorer fortement la qualité de lithographie, en particulier de résoudre deux problèmes principaux dans l'exposition en mode surface : l'erreur de discontinuités de trapèze et la non-circularité des trous.

Le design d'un guide d'accès ayant deux tapers inversés que nous avons développé peut fortement améliorer le couplage de lumière de la fibre externe au cristal photonique. Dans le cas de structures en approche membrane, de tels guides d'accès suspendus par des nano-poutrelles nous a permis d'obtenir une perte d'insertion

Conclusion générale

très faible de 13 dB pour le couplage d'un guide d'onde à cristaux photoniques W1,02 de 25 μm long. Il est prouvé que le facteur de qualité des cavités à cristaux photoniques dépend de la position des guides d'onde à cristaux photoniques utilisés pour le couplage. Les mesures ont montré que cinq rangées intermédiaires entre les guides d'accès et la cavité et 25 trous remplis séparant les deux guides d'accès à cristaux photoniques permettent d'obtenir un facteur de qualité très élevé d'environ 2 millions. En outre, le volume modal est assez petit, de l'ordre de la longueur d'onde au cube, ce qui est un facteur critique pour le renforcement de l'interaction matière-lumière. L'étude sur des cavités en approche SOI a été parallèlement effectuée par des simulations numériques sur une nouvelle structure de cavité que nous avons dessinée. Un facteur de qualité calculé jusqu'à 8 millions a été obtenu.

Des guides d'onde à cristaux photoniques W1 en approche SOI de 50 μm de long ont été expérimentalement mesurés et ils nous ont permis de modifier significativement le spectre de la diffusion Raman. L'efficacité de la diffusion Raman est augmentée de plus de 10 fois par les cristaux photoniques comparée à celle d'un guide d'onde ridge standard grâce à la petite vitesse de groupe qui renforce l'interaction lumière-matière. De plus, des guides d'onde étroits W0,66 doublement résonants que nous avons profondément étudiés permettent d'effectuer une réduction du volume Raman d'environ 60% en comparaison avec des guides d'onde W1 standard quand ces guides d'onde étroits sont orientés suivant la direction $[1\ 0\ 0]$. Ces guides d'onde permettent aussi une réduction efficace des vitesses de groupes à la fois sur le Stokes et la pompe. L'effet de la diffusion Raman stimulé a été observé à température ambiante pour une puissance incidente continue aussi basse que 20 mW. Une expression du facteur de Purcell a été déduite dans le cas de la diffusion Raman. Nous avons également prouvé que la différence principale dans l'expression du facteur de Purcell entre le cas standard et celui de la diffusion Raman est l'utilisation du volume Raman qui tient compte intrinsèquement de l'orientation, l'adaptation spatiale et spectrale de l'émetteur.

Bien qu'un laser Raman n'ait pas été réalisé avant la fin de cette thèse, les résultats sur l'observation de l'effet Raman stimulé nous permettent de prévoir un seuil de laser inférieur à 100 mW si l'absorption de porteurs libres pourrait être rendue négligeable. Ces résultats sont encourageants pour la réalisation d'un laser à cris-

taux photoniques en silicium. Une méthode pour évacuer les porteurs libres serait de déposer des électrodes en bord de cavité. Des travaux dans cette direction sont en cours.

Résumé

Ce travail de thèse est essentiellement consacré à l'étude et à la réalisation d'un laser Raman basé sur les structures à cristaux photoniques en filière silicium. Nous avons montré que des guides d'onde ridges d'accès combinés avec des tapers inversés permettent d'améliorer efficacement le couplage expérimental de la lumière venue d'une fibre dans des cristaux photoniques. Nous avons réalisé des cavités à cristaux photoniques en approche membrane qui ont permis d'atteindre des facteurs de qualité supérieurs à 2 millions avec un volume modal de l'ordre de la longueur d'onde au cube. Nous avons montré également que le facteur de qualité des cavités à cristaux photoniques dépend de la position des guides d'onde à cristaux photoniques utilisés pour le couplage. Parallèlement, les modélisations numériques sur un nouveau design des cavités en approche SOI nous ont donné un facteur de qualité élevé jusqu'à 8 000 000. Nous avons observé une mise en forme du spectre Raman et un renforcement de l'efficacité de la diffusion Raman d'un facteur supérieur à 10 dans un guide d'onde à cristaux photoniques W1 par rapport à un guide d'onde ridge mono-mode. En particulier, nous avons analysé cette exaltation à travers l'effet Purcell. Nous avons montré qu'une valeur déterministe et une mesure du facteur de Purcell dans une micro-cavité en semi-conducteur peuvent être obtenues en utilisant la diffusion Raman spontanée comme source interne. Un nouveau design de cavité supportant une double-résonance nous a permis d'observer une diffusion Raman stimulée à température ambiante sous une excitation continue. Un modèle, qui rend compte la diffusion Raman stimulée, l'absorption à deux-photons et l'absorption par porteurs libres a permis de prédire le seuil d'émission de lasers Raman à cristaux photoniques en silicium.

Mots-clefs : cristal photonique, diffusion Raman, laser Raman, cavité à cristaux photoniques, facteur de qualité, facteur de Purcell.

Abstract

The work of this thesis has been primarily devoted to the studies and the realization of a Raman laser based on silicon photonic crystal structures. We have shown that access ridge waveguides combined with the inverted tapers allow to optimise efficiently the experimental coupling of the light from an optical fiber into the photonic crystal. We have fabricated the photonic crystal cavities in membrane approach which have allowed to reach quality factors above 2 million with a modal volume of the order of cube wavelength. The quality factor of photonic crystal cavities has been found dependent on the position of the photonic crystal waveguide used for the coupling. In parallel, the numerical modelings on a new design of the photonic crystal cavities in SOI approach have demonstrated an ultra-high quality factor above 8 000 000. We have observed a reshaping of the Raman spectrum and a more than ten-fold enhancement of the Raman scattering efficiency in a W1 photonic crystal waveguide as compared to a single-mode ridge waveguide. In particular, we have analyzed this enhancement through the Purcell effect. We have shown that a deterministic value and measurement of the Purcell factor in a semiconductor microcavity can be obtained by using spontaneous Raman scattering as an internal source. A new design of a microcavity supporting a double resonance has allowed us to observe stimulated Raman scattering at room temperature under continuous excitation. The model, which accounts for stimulated scattering, two-photon absorption and free-carrier absorption, allows us to predict the onset of Raman lasing in silicon photonic crystals.

Key-words : photonic crystal, Raman scattering, Raman laser, photonic crystal cavity, quality factor, Purcell factor.