Micro-dispositifs accordables pour la conversion de fréquences optiques

Koku Kusiaku

▶ **To cite this version:**

Koku Kusiaku. Micro-dispositifs accordables pour la conversion de fréquences optiques. Autre. Ecole Centrale de Lyon, 2012. Français. NNT : 2012ECDL0027 . tel-00777701

HAL Id: tel-00777701
https://theses.hal.science/tel-00777701

Submitted on 17 Jan 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N° d'ordre 2012-27 Année 2012

THESE

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Ecole Centrale de Lyon

présentée et soutenue publiquement le 4 Octobre 2012

par

Koku KUSIAKU
Ingénieur INSA Rennes

Micro-dispositifs accordables pour la conversion de fréquences optiques

Composition du Jury :

Raffaele COLOMBELLI : Rapporteur
Jean-Louis COUTAZ : Rapporteur
Sergio NICOLETTI : Examinateur
Laurent CHUSSEAU : Examinateur
Xavier LETARTRE : Directeur de thèse
Jean-Louis LECLERCQ : Directeur de thèse

INL : Institut des Nanotechnologies de Lyon, CNRS, UMR 5270

Le ŋku ɖoɖo ame yi nu gbe vevie, etɔ nye
Tɔgbui ***KUSIAKU Yawo BAKU II***
Mesiwobe Du fia, Kloto-TOGO.

En mémoire de mon très cher regretté père
Tohgui ***KUSIAKU Yawo BAKU II***
Chef du village de Mesiwobe, Kloto-TOGO.

A ma mère, mon grand frère Théophile, mes sœurs Wola et Salome.
A toute la famille.

Remerciements :

J'ai effectué ce travail de thèse de doctorat d'Octobre 2009 à Septembre 2012, au sein de l'équipe Nano-photonique de l'Institut des Nanotechnologies de Lyon (INL) sur le site de l'Ecole Centrale de Lyon (ECL). A ce titre je tiens à remercier la direction de l'ECL pour m'avoir accueil pendant ces trois années dans ses murs. Je remercie particulièrement les directeurs successifs de l'INL durant mon passage au laboratoire, M. Guy Hollinger et Mme. Catherine Bru-chevallier, que j'ai eu l'occasion de côtoyer en tant ce membre du conseil du laboratoire pour les efforts de dynamisation de la vie doctorante au sein de l'INL.

Je remercie M. Jean-Louis Coutaz et M. Raffaele Collombelli d'avoir accepté de jugé ce travail ainsi que M. Laurent Chusseau et M. Sergio Nicoletti pour leur participation à mon jury de soutenance de thèse.

Le présent travail est l'aboutissement d'une course de trois ans sur tous les fronts de la conception, la fabrication à la caractérisation de composants photoniques basé sur le concept original de la 2.5D micro-photonique pour le développement de nouvelles fonctionnalités optiques. Aussi est-il évident qu'au-delà de l'investissement personnel considérable que nécessite un travail de thèse, ce travail ne pourrait aboutir sans le soutient et l'apport inconditionnel d'un certain nombre de personnes. Je remercie à cet égard M. Xavier LETARTRE, mon directeur de thèse, M. Jean-Louis LECLERCQ, co-directeur de ce travail, de m'avoir encadré et guidé pendant ces trois années. Je vous dis merci encore et plus particulièrement pour le soutien pendant cette période cruciale que fut la rédaction de mon manuscrit, véritable course olympique qui a bien marquée jusqu'au-delà de l'INL!

J'adresse également mes sincères remerciements à Pierre Viktorovitch pour ses questions et réflexions qui ont toujours animé passionnément des discussions durant nos réunions de projet et plus en générale dans l'équipe nano-photonique. De même, je souhaite adresser tous mes sincères remerciements à M. Christian Seassal, directeur adjoint de l'INL, pour ses conseils et son soutien.

La fabrication des structures de ce travail n'a pas été chose aisée et le reste malgré la démonstration complète d'une filière de réalisation. On arrive alors « aux cœurs et poumons » de la plateforme Nano-Lyon, sans quoi et qui, ce travail ne pourrait arriver à son niveau actuel. Je tiens donc à remercier chaleureusement Radoslaw Marzurczyk, Celine Chevalier et Pierre Cremilleux pour leur disponibilité quasi-permanente tant pour la veille continue au bon fonctionnement des équipements de la salle blanche que pour mes sollicitations personnelles et spécifiques. Un grand merci à vous tous. Toutes mes gratitudes à M. Philippe Regreny pour la réalisation et la fourniture des épitaxies de membranes InP et sa réactivité à mes commandes de substrats malgré les longues périodes d'immobilisations du bâtit de croissance.

La fabrication de nos dispositifs a nécessité une étroite collaboration avec le CEA Leti dans la mise en place d'une filière technologique bien délicate, comme il sera détaillé dans ce rapport (chapitre 3). C'est le lieu d'adresser toutes ma reconnaissance à M. Emmanuelle Augendre pour son soutient sans faille dans cet effort technologique original. Grand merci !!

Je finirais par un remerciement à tous les collègues et membres du laboratoire qui m'ont soutenu, contribué de prés ou de loin non seulement à mon travail de thèse mais également dans les apports et échanges tant scientifiques qu'humaines durant ce séjour à l'INL.

Mais cette thèse ne peut se résumer en réalité comme le fruit de trois dernières années seulement. C'est le résultat d'un parcours improbable depuis les bancs de l'école primaire de Mesiwobe, mon village natal, à Lomé, capitale du Togo et de six années de promenade en France : Poitiers-Rennes-Lille-Grenoble-Lyon. Il serait inexistant sans le soutien de la famille que je remercie du fond du cœur et plus particulièrement mon grand frère, Dr KUSIAKU Komi Théophile. C'est donc à ma famille que je dédie naturellement ce travail et cette réussite, et avec une émotion particulière en mémoire de mon cher regretté père Tɔgbui BAKU II.

ÉCOLE CENTRALE LYON **Direction de la recherche**

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

Nom-Prénom	*Corps grade*	Laboratoire ou à défaut département ECL	Etablissement
BEROUAL Abderrahmane	*professeur*	AMPERE	ECL
BURET François	*professeur*	AMPERE	ECL
JAFFREZIC RENAULT Nicole	*directeur de recherche*	AMPERE	CNRS/ECL
KRÄHENBÜHL Laurent	*directeur de recherche*	AMPERE	CNRS/ECL
NICOLAS Alain	*professeur*	AMPERE	ECL
NICOLAS Laurent	*directeur de recherche*	AMPERE	CNRS/ECL
SCORLETTI Gérard	*professeur*	AMPERE	ECL
SIMONET Pascal	*directeur de recherche*	AMPERE	CNRS/ECL
VOLLAIRE Christian	*professeur*	AMPERE	ECL
		Nbre Ampère 9	
HELLOUIN Yves	*maître de conférences*	DER EEA	ECL
		Nbre DER EEA 1	
GUIRALDENQ Pierre	*professeur émérite*	DER STMS	ECL
VINCENT Léo	*professeur*	DER STMS	ECL
		Nbre DER STMS 2	
LOHEAC Jean-Pierre	*maître de conférences*	ICJ	ECL
MAITRE Jean-François	*professeur émérite*	ICJ	ECL
MARION Martine	*professeur*	ICJ	ECL
MIRONESCU Elisabeth	*professeur*	ICJ	ECL
MOUSSAOUI Mohand	*professeur*	ICJ	ECL
MUSY François	*maître de conférences*	ICJ	ECL
ZINE Abdel-Malek	*maître de conférences*	ICJ	ECL
		Nbre ICJ 7	
DAVID Bertrand	*professeur*	ICTT	ECL
		Nbre ICTT 1	
CALLARD Anne-Ségolène	*professeur*	INL	ECL
CLOAREC Jean-Pierre	*maître de conférences*	INL	ECL
GAFFIOT Frédéric	*professeur*	INL	ECL
GAGNAIRE Alain	*maître de conférences*	INL	ECL
GARRIGUES Michel	*directeur de recherche*	INL	CNRS/ECL
GENDRY Michel	*directeur de recherche*	INL	CNRS/ECL
GRENET Geneviève	*directeur de recherche*	INL	CNRS/ECL
HOLLINGER Guy	*directeur de recherche*	INL	CNRS/ECL
KRAWCZYK Stanislas	*directeur de recherche*	INL	CNRS/ECL
LETARTRE Xavier	*chargé de recherche*	INL	CNRS/ECL
O'CONNOR Ian	*professeur*	INL	ECL
PHANER-GOUTORBE Magali	*professeur*	INL	ECL

ROBACH Yves	professeur	INL	ECL
SAINT-GIRONS Guillaume	chargé de recherche	INL	CNRS/ECL
SEASSAL Christian	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
SOUTEYRAND Eliane	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
TARDY Jacques	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
VIKTOROVITCH Pierre	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL

Nbre INL 18

CHEN Liming	professeur	LIRIS	ECL

Nbre LIRIS 1

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

Nbre LMFA 23

BENAYOUN Stéphane	professeur	LTDS	ECL
CAMBOU Bernard	professeur	LTDS	ECL
COQUILLET Bernard	maître de conférences	LTDS	ECL
DANESCU Alexandre	maître de conférences	LTDS	ECL
FOUVRY Siegfrid	chargé de recherche	LTDS	CNRS/ECL
GEORGES Jean-Marie	professeur émérite	LTDS	ECL
GUERRET Chrystelle	chargé de recherche	LTDS	CNRS/ECL
HERTZ Dominique	past	LTDS	ECL
ICHCHOU Mohamed	professeur	LTDS	ECL
JEZEQUEL Louis	professeur	LTDS	ECL
JUVE Denyse	ingénieur de recherche	LTDS	ECL
KAPSA Philippe	directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
LE BOT Alain	directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
LOUBET Jean-Luc	directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
MARTIN Jean-Michel	professeur	LTDS	ECL
MATHIA Thomas	directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
MAZUYER Denis	professeur	LTDS	ECL
PERRET-LIAUDET Joël	maître de conférences	LTDS	ECL
SALVIA Michelle	maître de conférences	LTDS	ECL

SIDOROFF François	*professeur*	LTDS	ECL
SINOU Jean-Jacques	*professeur*	LTDS	ECL
STREMSDOERFER Guy	*professeur*	LTDS	ECL
THOUVEREZ Fabrice	*professeur*	LTDS	ECL
TREHEUX Daniel	*professeur*	LTDS	ECL
VINCENS Eric	*maître de conférences*	LTDS	ECL
		Nbre LTDS 25	
	Total HdR ECL	91	

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE 1

CHAPITRE 1 :
Génération du rayonnement Terahertzpar photomélange.

1.1. Généralité sur le spectre térahertz 6
1.2 Génération du térahertz par photomélange 8
1.2.1. Principe du photomélange 8
1.2.2. Sources lasers bi-fréquentielles pour le photomélange 10
1.2.2.1. Les lasers bifréquences à cavité externe 10
1.2.2.2. Les lasers bi-modes à fibre dopée 13
1.2.2.3. Les lasers semi-conducteurs bi-modes à émission par la tranche (DFB ou DBR) 14
1.3. Cavité photonique verticale bifréquence 16

CHAPITRE 2 :
Cavité résonante bifréquence associant un cristal photonique et une cavité Fabry Pérot

2.1. Généralités sur les cristaux photoniques 27
2.1.1. Définition du cristal photonique 27
2.1.2. Équations de Maxwell dans un milieu périodique 28
2.1.3. Diagramme de bande et bande interdite photonique 30
2.1.4. Vitesse de groupe 32
2.2. Présentation des constituants du micro-résonateur bifréquence 32
2.2.1. Microcavité Fabry-Pérot verticale 33
2.2.1.1. Miroir de Bragg 33
2.2.1.2. Cavité Fabry Pérot verticale 34
2.2.2. Cristal photonique membranaire 36
2.2.2.1. Modes guidés et pseudo-guidés 36
2.2.2.2 Bande photonique interdite d'ordre supérieur 37
2.2.2.3. Résonance optique dans un cristal photonique membranaire 37
2.2.2.4. Règle de sélection du couplage des modes pseudo-guidés 38
2.2.2.5. Durée de vie des photons dans la membrane cristal photonique 40
2.2.2.6. Conclusion 40
2.2.3 Choix du résonateur cristal photonique 1D 41
2.3. Méthodes de conception 41
2.4. Micro-résonateur bifréquence associant un cristal photonique membranaire et une cavité Fabry-Pérot 42
2.4.1. Résonance de mode Bloch: formalisme de la théorie des modes couplés 42
2.4.2. Modèle analytique du micro-résonateur bifréquence 46
2.4.2.1. Développement du modèle analytique 46
2.4.2.2. Résonance bifréquence 47
2.4.2.3. Détermination de la différence de fréquence Δf 49
2.4.2.4 Régimes de couplage fort et faible 50
2.5.2.5 Accord spectral 51
2.4.2.6 Discussion : réalisation d'une différence de fréquence de l'ordre du térahertz 53
2.4.2.7 Conclusion 54
2.5 Validation numérique 54
2.5.1 Structure latéralement infinie 54

2.5.1.1 Évolution des résonances et de leur facteur de qualité. 56
2.5.1.2 Distribution spatial des nouvelles résonances....57
2.5.1.3 Résumé....60
2.5.2 Structure de dimension latérale finie....60
2.5.2.1 Conception....60
2.5.2.2. Discussion sur l'évolution du facteur de qualité....62
2.5.2.3. Stratégies de réduction des pertes latérales....64
2.6. Conclusion....65

CHAPITRE 3 :
Demonstration expérimentale du couplage entre un cristal photonique et une cavité Fabry Perot verticale

3.1. Fabrication et caractérisation des miroirs de Bragg....69
3.1.1. Conception des miroirs de Bragg et de la cavité Fabry Pérot....69
3.1.2. Technique de fabrication des miroirs de Bragg Si/SiO_2....70
3.1.3. Caractérisation des miroirs par mesure de réflectivité....71
3.1.4. Discussion....74
3.1.5. Conclusion....77
3.2. Fabrication du micro-résonateur bifréquence....78
3.2.1. Schéma à double report....78
3.2.2. Intégration hétérogenèse III-V/Si....80
3.2.3. Fabrication de cristal photonique....81
3.2.4. Conclusion....84
3.3. Cavité bifréquence froide....84
3.3.1. Conception....84
3.3.2. Fabrication et caractérisation par réflectivité....86
3.3.3. Conclusion....89

CHAPITRE 4 :
Microrésonateur bifréquence actif : Emission spontanée dans une cavité optique

4.1. Émission dans une microcavité optique verticale....93
4.1.2. Gain modal et facteur de confinement....93
4.1.3. Accord spectral entre l'émetteur et la cavité optique....95
4.1.4. Conclusion....96
4.2. Démonstration d'émission spontanée bifréquence....97
4.2.1. Micro-résonateur à cavité externe....97
4.2.2. Caractérisation optique : photoluminescence....98
4. 3. Conclusion....102

CHAPITRE 5 :
Microrésonateur bifréquence actif : Modelisation de l'emission laser bifréquence

5.1. Émission laser....105
5.1.1. Équations d'évolution des porteurs....107
5.1.2. Condition seuil de l'émission laser....109
5.2. Émission laser multifréquence....109
5.3. Confinement et densité d'états électronique....110
5.3.1. Quantification des niveaux d'énergies....111
5.3.2. Densité d'état....112

5.4. Modélisation du laser bi-mode 113
5.4.1. Laser bi-mode à puits quantiques 114
5.3.3. Laser bi-mode à boîtes quantiques 117
5.4. Conclusion 119

CHAPITRE 6 :
Microcavite bifréquence accordable

6.1. Accordabilité électromécanique 122
6.2. Accordabilité du micro-résonateur bifréquence 125
6.2.1. Actionnement du miroir supérieur 125
6.2.2. Actionnement de la membrane cristal photonique 128
6.3. Micro-résonateur bifréquence ultime 133

CONCULSION ET PERSECTIVES 1 35

Annexe 1. Lithographie Electronique 138

INTRODUCTION GENERALE

Les technologies optiques inondent notre quotidien depuis nos foyers aux applications grand public dans les domaines de la santé, la sécurité ou encore le contrôle environnemental. La lumière n'est plus uniquement utilisée pour les communications à longue distance, elle joue désormais un rôle non négligeable dans le fonctionnement des différents équipements usuels dans lesquels un flux lumineux se substitue au courant d'électrons. Un tel développement nécessite la réalisation des dispositifs optiques pour le contrôle de la lumière, et dont la taille se réduit de plus en plus pour répondre au besoin de forte densité d'intégration. Parmi ces dispositifs, les micro-résonateurs optiques constituent une des briques élémentaires et leur ingénierie tient une place capitale dans la recherche et dans le développement des technologies optiques.

L'intérêt principal des résonateurs optiques réside dans le contrôle et la manipulation de la lumière. Le résonateur idéal doit permettre un confinement de la lumière dans le plus faible volume et le plus longtemps possible. Cependant il faut noter que c'est l'observation de nouveaux phénomènes physiques résultants de l'association d'un résonateur optique avec un matériau actif ou aux propriétés optiques particulières, comme des non-linéarités optiques [1-6], qui constituera le plus passionnant champ de recherche scientifique pour le développement des microcavités optiques.

L'intérêt du résonateur optique est double tant d'un point de vue fondamental que pratique. En effet le développement des résonateurs a permis l'étude et la compréhension de divers mécanismes fondamentaux sur l'interaction onde-matière comme l'inhibition [1] ou l'exaltation de l'émission d'un dipôle, l'effet laser [5-7] ou encore l'apparition de non-linéarités optiques liées à la forte densité d'énergie électromagnétique stockée dans une microcavité [8].

Le développement de la photonique, technologie issue des sciences de la lumière et des ses interactions avec la matière, repose en grande partie sur l'ingénierie des résonateurs optiques disponibles aujourd'hui. Des efforts considérables ont été réalisés à cet effet pour le développement de sources et de détecteurs optiques à différentes longueurs d'ondes du visible à l'infrarouge. Le spectre térahertz à l'interface entre l'infrarouge et les ondes millimétriques souffre inlassablement d'une absence marquée d'émetteur naturel, ce qui freine son utilisation malgré d'énormes potentialités d'applications dans divers domaines.

Longtemps les sources optiques directes THz se résumaient aux lasers à gaz pompé par un laser à CO_2 [9]. La maturité de la technologie des semiconducteurs a relancé récemment l'intérêt pour cette plage de longueurs d'onde avec le développement du laser à cascade quantique pour la génération du rayonnement THz [10-12]. Si le laser à gaz fournit une puissance de sortie très élevée et une stabilité fréquentielle intéressante, il reste cependant très cher et encombrant. Le laser à cascade quantique quant à lui nécessite encore des conditions thermiques de fonctionnement très drastiques (basses températures), rédhibitoires pour toute application grand public. Les principaux handicaps des lasers à cascade quantique à température ambiante restent une densité de puissance seuil très élevée et une faible efficacité de conversion conduisant à une chute vertigineuse de la puissance de sortie par rapport aux bases températures. Parallèlement à ces sources directes, différentes approches de sources THz indirectes basées sur la conversion de fréquences optiques ont attirée un grand intérêt pour leur facilité de mis en œuvre, un fonctionnement à température ambiante et une bonne couverture du spectre térahertz.

On distingue différentes méthodes de conversion comme le photomélange [13,14], l'oscillateur paramétrique [15], la rectification optique [16,17]. Parmi elles, le photomélange a reçu une attention particulière de la communauté scientifique. En effet c'est une technique permettant la génération de signal de haute pureté spectrale en continu et sur une large gamme spectrale d'accordabilité. Le principe de base du photomélange consiste en l'excitation d'un composant photoconducteur par deux faisceaux lasers dont les fréquences sont séparées par quelques THz seulement. Cela entraîne une modulation du courant photogénéré au sein du photoconducteur par la différence de fréquence entre les deux lasers. La détection et le rayonnement de ce photocourant par une antenne permet la génération d'une radiation THz. Si la maîtrise technologique actuelle a permis une avancée significative de cette technique, il a été montré néanmoins que les performances du système peuvent être nettement améliorées par l'utilisation d'une source laser bifréquence unique à la place de deux sources individuelles [14,18].

Dans ce contexte, nous avons proposé, dans le cadre du projet ANR-PNANO BASTET (2009-2012), une approche originale basée sur les compétences et savoir-faire de l'Institut des Nanotechnologies de Lyon (INL) pour la réalisation d'un nouveau micro-résonateur photonique bifréquence à cavité verticale et monolithique. Ce nouveau résonateur est basé sur un schéma classique qui consiste à coupler deux résonateurs accordés spectralement pour réaliser un composant bifréquence. Le micro-résonateur étudié dans ce travail associe à cet effet deux dispositifs photoniques élémentaires qui sont une cavité Fabry Pérot verticale d'une part et une membrane à cristal photonique résonante d'autre part. La structure

générique consiste à insérer la membrane à cristal photonique au sein même de la cavité Fabry Pérot verticale.

Le travail rapporté dans ce manuscrit porte sur la conception, la fabrication de ce nouveau résonateur bifréquence et son application à la réalisation d'une source laser bifréquence semi-conductrice. Afin de mieux cerner l'intérêt du développement d'un tel résonateur, nous aborderons dans le premier chapitre une brève description du principe de fonctionnement du photomélange. Ce sera aussi l'occasion de mieux appréhender les défis technologiques à adresser tant pour la fabrication que pour l'obtention de l'effet laser bifréquence que nous discuterons dans les chapitres 3, 4 et 5 de ce mémoire. Enfin nous présenterons les différentes options technologiques envisageables pour la réalisation d'un micro-résonateur bifréquence accordable dans le chapitre 6.

Bibliographie introduction générale.

[1] E. Yablonovitch, "Inhibited Spontaneous Emission in Solid-state Physics and Electronics," *Physical Review Letters*, vol. 58, 1987, pp. 2059-2062.

[2] A Shalom and M. Federighi, "Spontaneous emission and eigenmodes in vertical-cavity surface-emitting lasers," *Physical Review A*, vol. 55, 1997, pp. 2283-2289.

[3] D. Kleppner, "Inhibited Spontaneous Emission," *Physical Review Letters*, vol. 47, 1981, pp. 233-236.

[4] C. Weisbuch, M. Hishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa, "Observation of Coupled excit-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity," *Pyhsical Review Letters*, vol. 69, 1992, pp. 3314-3317.

[5] J.W.S. L. A. Coldren, R. S. Geels, S. W. Corzine, "Efficient vertical-cavity lasers," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 24, 1992, p. S105-S119.

[6] E.M. Purcell, "Spontaneous Emission Probabilities at Radio Frenquencies," *Physical Review*, vol. 69, 1946, p. 681.

[7] S.W. Corzine, R.S. Geels, J.W. Scott, R.-H. Yan, and L. a Coldren, "Design of Fabry-Perot surface-emitting lasers with a periodic gain structure," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 25, 1989, pp. 1513-1524.

[8] J. Bravo-abad, A. Rodriguez, P. Bermel, S. G, J.D. Joannopoulos, and M. Solja, "Enhanced nonlinear optics in photonic-crystal microcavities," *Optics Express*, vol. 15, 2007, pp. 16161-16176.

[9] P.H. Siegel, "Terahertz Technology," *IEEE transactions on microwave theory and tehcniques*, vol. 50, 2002, pp. 910-928.

[10] B.S. WilliamS, "Terahertz quantum- cascade lasers" *nature photonics, vol. 1,2007, pp. 517-527*.

[11] Y. Chassagneux, R. Colombelli, W. Maineult, S. Barbieri, H.E. Beere, D. A. Ritchie, S.P. Khanna, E.H. Linfield, and a G. Davies, "Electrically pumped photonic-crystal terahertz lasers controlled by boundary conditions.," *Nature*, vol. 457, 2009, pp. 174-8.

[12] Y. Chassagneux, R. Colombelli, W. Maineult, S. Barbieri, E.H. Linfield, and A.G. Davies, "Predictable surface emission patterns in terahertz photonic-crystal quantum cascade lasers," *Optics Express*, vol. 17, 2009, pp. 9491-9502.

[13] E.R. Brown, F.W. Smith, and K.A. Mcintosh, "Coherent millimeter-wave generation by heterodyne conversion in low-temperature-grown GaAs photoconductors," *Journal of applied physics*, 1993, pp. 1480-1484.

[14] M. Brunel, F. Bretenaker, and A.L. Floch, "Tunable optical microwave source using spatially resolved laser eigenstates," *Optics Letters*, vol. 22, 1997, pp. 384-386.

[15] R. Sowade, B. Ingo, I.C. Mayorga, J. Kiessling, C. Tulea, D. Volkmar, and and K. Buse, "Continuous-wave optical parametric terahertz source," *Optics express*, vol. 17, 2009, pp. 22303-22310.
[16] F. Kadlec, P. Kužel, and J.-L. Coutaz, "Study of terahertz radiation generated by optical rectification on thin gold films," *Optics Letters*, vol. 30, 2005, pp. 1402-1404.
[17] D.D. Bićanić, B.F.J. Zuidberg, and A. Dymanus, "Generation of continuously tunable laser sidebands in the submillimeter region," *Applied Physics Letters*, vol. 32, 1978, p. 367.
[18] M. Tani, O. Morikawa, S. Matsuura, and M. Hangyo, "Generation of terahertz radiation by photomixing with dual- and multiple-mode lasers," *Semiconductor science and technology*, vol. 20, 2005, pp. S151-S163.

Chapitre 1

Génération du rayonnement Terahertz par photomélange.

SOMMAIRE

1.1. Généralité sur le spectre térahertz 6
1.2. Génération du térahertz par photomélange 8
1.2.1. Principe du photomélange 8
1.2.2. Sources lasers bi-fréquentielles pour le photomélange 10
1.2.2.1. Les lasers bifréquences à cavité externe 10
1.2.2.2. Les lasers bi-modes à fibre dopée 13
1.2.2.3. Les lasers semi-conducteurs bi-modes à émission par la tranche (DFB ou DBR) 14
1.3. Cavité photonique verticale bifréquence 16

Dans ce premier chapitre introductif sur la problématique de notre travail, nous présentons brièvement le principe de la génération du rayonnement THz par photomélange pour mieux appréhender l'intérêt de l'utilisation d'une source bifréquence à la place de deux sources individuelles. Plusieurs solutions de sources lasers solides bifréquences ont été déjà envisagées. Nous nous sommes intéressés principalement à celles utilisées pour la réalisation de sources THz par voie optique. Après cette revue des sources bifréquences existantes, nous proposerons dans ce chapitre un nouveau type de résonateur optique bifréquence issu de l'association de deux résonateurs photoniques : un cristal photonique membranaire et une cavité verticale Fabry Pérot.

1.1. Généralité sur le spectre térahertz

Singulier par sa position à la jonction entre les technologies électroniques et optiques, le spectre THz possède d'énormes potentialités d'applications dans divers domaines tels que l'astronomie, la spectroscopie, la biochimie, la santé, la sécurité et les télécommunications optiques. Cette diversité d'applications s'explique principalement par la spécificité de l'interaction onde-matière aux fréquences THz.

En effet, cette gamme de fréquences correspond aux énergies de vibration de nombreuses liaisons moléculaires (quelques meV) ouvrant ainsi la voie à l'observation de phénomènes ultra-rapides en biochimie [1,2] ou encore en spectroscopie [3,4]. La faible énergie des fréquences THz, quatre fois inférieure à celle des rayons X par exemple, renforce encore leur intérêt en biotechnologie pour le contrôle non destructif et sans contact des composés organiques.

Les fréquences THz présentent en outre une faible interaction avec les matériaux non-polaires (tissu, polymère, papier). Ils peuvent donc traverser une variété importante de matériaux usuels d'emballage sur des épaisseurs considérables (quelque mm) avec une faible atténuation d'intensité. De plus l'interaction onde matière aux fréquences THz diffère sensiblement selon les matériaux, les liaisons interatomiques ou encore en présence de défauts. Cela ouvre la voie à de l'imagerie à travers des objets opaques aux longueurs ondes infrarouges et visibles. Les applications couvrent ainsi de nombreux domaines tels que la sécurité [3,5,6], le contrôle industriel [7-9], la santé, l'archéologie [10] et l'archivage.

Les applications des fréquences THz pour les télécommunications optiques ne sont pas moins attrayantes malgré une forte absorption par la vapeur d'eau. L'augmentation des

besoins en télécommunication optique en bande passante et en haut débit de transmission repousse toujours plus haut la fréquence de la porteuse du signal. La présence de fenêtres de transmissions atmosphériques dans le spectre THz offre par conséquent une opportunité pour le développement de réseaux de communication locaux à très haut débit [11-13] afin de répondre aux besoins de ce secteur économique.

Le développement de toutes ces applications passe obligatoirement par un effort technologique pour la réalisation de sources et détecteurs fiables, compacts et de faible coût. Trois méthodes concurrentes de sources THz : l'électronique [14-17], l'optique [18-23] et l'optoélectronique [24-30] font l'objet de recherches intensives et d'une littérature scientifique prolifique aujourd'hui: les références ci-dessus ne sont donc qu'à titre indicatif. Les sources THz peuvent être aussi subdivisées en deux groupes : les sources directes ou les sources indirectes. Parmi les sources directes, nous pouvons distinguer, pour l'approche optique, le laser moléculaire [23], le laser à cascade quantique [18,20], le laser p-germanium [31,32] et les composants électroniques comme les diodes et les transistors [14-16] pour l'approche électronique. En dépit d'une forte puissance de sortie et d'une grande stabilité fréquentielle, les lasers moléculaires demeurent peu attractifs à cause de l'encombrement et de leur coût exorbitant. L'utilisation d'un laser à cascade quantique ou d'un laser p-germanium nécessite quant à eux un refroidissement à basse température. Les sources directes électroniques sont limitées pour leur part par des caractéristiques intrinsèques comme le temps de transit de porteurs ou encore par des éléments parasites comme les capacités de contacts [33]. Les difficultés techniques des sources directes ont amené à la recherche de solutions alternatives de sources indirectes basées sur la conversion de fréquences, notamment par voie optoélectronique [24-30]. Dans ce chapitre, nous nous intéressons en particulier à la génération du rayonnement THz par le photomélange [26-30]. C'est une approche optoélectronique de conversion de fréquences optiques. Les sources térahertz par photomélange constituent une alternative très intéressante car elles ne nécessitent pas de refroidissement (fonctionnement à température ambiante). Le photomélange offre en outre la possibilité de génération de rayonnement terahertz continu de haute pureté spectrale avec une large gamme d'accordabilité en fréquence.

1.2. Génération du térahertz par photomélange

1.2.1. Principe du photomélange

Le schéma de principe du photomélange est représenté sur la figure 1-1. Deux fréquences lasers ω_1 et ω_2, de même polarisation et parfaitement superposées spatialement,

sont focalisées sur un photomélangeur. On considère que ces deux modes lasers sont des ondes planes dont les champs électriques s'écrivent:

$$\vec{E}_1\left(\vec{r},t\right)=E_1\cos\left(\omega_1 t-\vec{k}_1.\vec{r}+\phi_1\right)\vec{n}$$
$$\vec{E}_2\left(\vec{r},t\right)=E_2\cos\left(\omega_2 t-\vec{k}_2.\vec{r}+\phi_2\right)\vec{n} \qquad 1.1$$

où E_i, k_i et ϕ_i sont respectivement l'amplitude, le vecteur d'onde de propagation et le déphasage à l'origine du laser i.

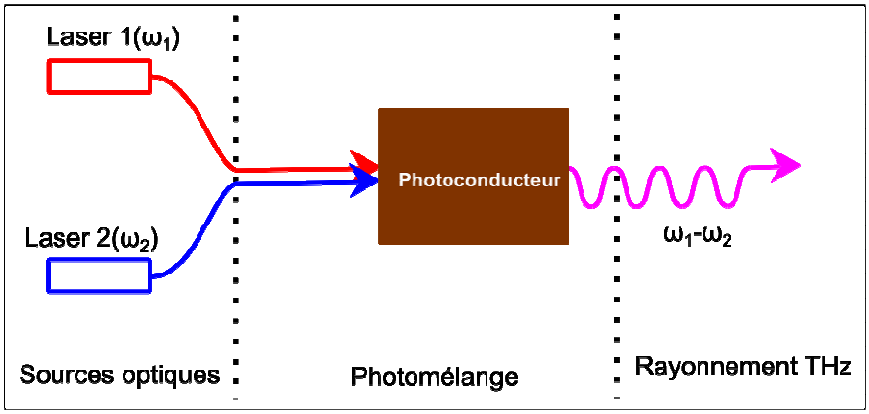


Fig. 1-1: Représentation schématique du principe de génération de radiation THz par photomélange de deux fréquences laser dans un photoconducteur. La fréquence de l'onde générée est égale à la différence de fréquence entre les sources optique incidentes

Les deux faisceaux lasers arrivent parallèlement selon la normale $\vec{n}$ à la surface du photoconducteur. Dans ces conditions, la puissance instantanée traversant une unité de surface du photoconducteur s'écrit :

$$P\left(\vec{r},t\right)=\frac{\left|\vec{E}_1\left(\vec{r},t\right)+\vec{E}_2\left(\vec{r},t\right)\right|^2}{\eta_0} \qquad 1.2$$

avec η_0, l'impédance du vide.

Notons que la réponse d'un photoconducteur est déterminée par son temps de réponse τ. En particulier, les porteurs générés dans le photoconducteur ne peuvent pas suivre les fréquences supérieures à $\omega_0=1/\tau$. Le photo-courant ne peut être ainsi modulé que par les fréquences inférieures à ω_0, la contribution des fréquences supérieures étant moyennée ou

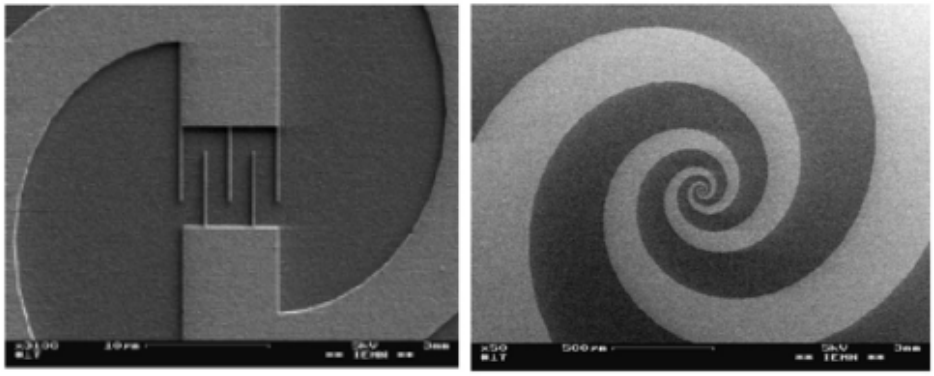
nulle. Le défit majeur pour la réalisation d'un photomélangeur réside alors dans le temps de réponse de ce dernier qui doit être le plus court possible tel que ω_1-$\omega_2 \leq 1/\tau$. La relation 1. 2 devient alors:

$$P\left(\vec{r},t\right) = P_0\left(1+m\cos\left(\left(\omega_1-\omega_2\right)t+\left(\phi_1-\phi_2\right)\right)\right) \qquad 1.\ 3$$

avec $\quad P_0 = P_1 + P_2, \qquad P_1 = \frac{{E_1}^2}{\eta_0}, \qquad P_2 = \frac{{E_2}^2}{\eta_0}, \qquad m = 2\frac{\sqrt{P_1 P_2}}{P_0}$

Dans la relation 1. 3, on a ignoré le terme de phase $\left(\overrightarrow{k_1}-\overrightarrow{k_2}\right).\vec{r}$ car il n'introduit qu'un déphasage de position lié à la distance relative ente le photoconducteur et les sources lasers. Le principe du photomélange consiste en la détection du photo-courant (1. 3) modulé par la différence de fréquence de l'ordre de quelques THz entre les deux sources incidentes pour la radiation d'une onde THz. Le rayonnement de l'onde THz est généralement effectué grâce à une antenne métallique fabriquée sur le photoconducteur (Fig. 1- 2).

La relation 1.3 ci-dessus révèle plusieurs éléments importants pour la préférence d'une source bifréquence unique à la place de deux sources lasers indépendantes. On peut remarquer que la stabilité en fréquence de l'onde THz générée est directement déterminée par celle des sources incidentes. De la même manière la pureté spectrale de battement de fréquence est liée à l'évolution relative des phases ϕ_i. Ceci illustre l'intérêt d'utiliser une source bifréquence car les variations des fréquences des deux modes lasers seront identiques pour toute perturbation thermique, mécanique ou électrique, d'où une différence de fréquence plus stable [27,34-37]. Enfin, une source bifréquence éliminera la nécessité de montage optique pour la superposition spatiale des deux faisceaux lasers distincts, ce qui contribuera à la réduction de l'encombrement des dispositifs de photomélange.



(a) (b)

Fig. 1- 2 :a) Image d'un réseau d'électrodes métalliques inter-digitées au centre du photomélangeur et b) d'une antenne spirale couplée au réseau pour la génération de rayonnement THz par photomélange [29]

1.2.2. Sources lasers bi-fréquentielles pour le photomélange

Nous venons de voir que l'utilisation d'une source laser bifréquence unique pour la génération de térahertz par photomélange présente plusieurs avantages par rapport à l'usage de deux sources indépendantes. Différents concepts de sources bifréquences ont été étudiés. On distinguera deux approches principales. La première consiste à la réalisation de source laser à cavité externe avec plusieurs composants optiques pour forcer le système à osciller sur deux modes spécifiques. L'approche alternative consiste à l'intégration des filtres sélectifs au sein d'une cavité laser monolithique pour la sélection des modes d'émission.

1.2.2.1. Les lasers bifréquences à cavité externe

Les sources lasers à cavité externe sont des composants non monolithiques comportant au moins un réflecteur externe libre pour constituer la cavité résonante. L'intérêt principal des lasers à cavité externe réside dans la grande accordabilité qu'ils offrent globalement. En effet l'épaisseur optique de la cavité laser peut être ajustée librement pour fixer la fréquence du mode d'émission par l'ajout de différents composants optiques ou le déplacement des composants optiques mobiles comme le miroir externe par exemple. L'accordabilité n'est donc limitée ici théoriquement que par la largeur du spectre de gain du milieu actif, et éventuellement par la technique d'accordabilité adoptée. Plusieurs solutions de sources lasers bifréquences à cavité externe ont été étudiées avec différents milieux à gain.

a) Laser solide bifréquence à cavité externe

Une source laser bifréquence Ti : Al_2O_3 fonctionnant autour de 750 nm a été rapportée par Brown et al. [38] en insérant deux étalons Fabry-Pérot (FP) dans le résonateur laser. Naftaly et al. [28,39] démontrerons plus tard une source bifréquence en formant un gap d'air d'épaisseur variable avec un étalon FP mobile piloté par un bras piézoélectrique (Fig. 1- 2(a)) Une double-cavité externe Ti :Al_2O_3 (Fig. 1- 2(b)) a été aussi étudiée pour une accordabilité continue du battement de fréquence par Siebe et al. [40]. L'intérêt des sources Ti-saphir réside dans la combinaison d'une haute pureté spectrale avec une sortie de puissance élevée et une large plage d'accordabilité [40,41]. Cependant, ce sont des systèmes peu compacts, complexes, et énergétiquement inefficaces puisque le saphir doit être pompé dans le vert par un laser argon ou une source Nd :YAG, Nd : YOV_4 doublée en fréquence.

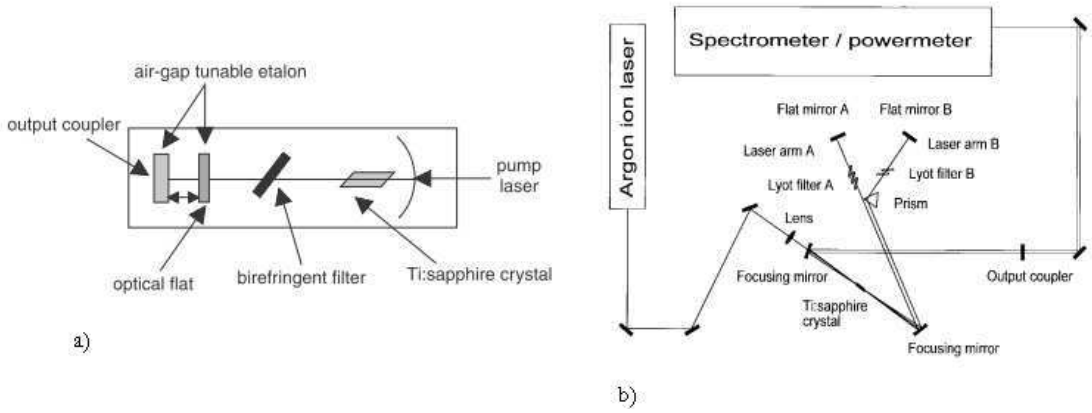


Fig. 1- 3 : Reproduction schématique de la cavité laser bifréquence Ti : saphir (a) à cavité externe incluant un étalon Fabry-Pérot à gap d'air accordable [39] et (b) à double cavité externe [40].

Une autre approche de source solide bifréquence consiste à l'exploitation de la biréfringence de certains matériaux pour produire deux résonances en polarisation croisées dans une cavité. Hyodo et al. [36] ont réalisé une source bi fréquence YVO_4 (1064nm) doublée en fréquence dans une cavité MgO dopé $LiNbO_3$ pour être compatibles avec la sensibilité du photoconducteur LTG-GaAs. Le même principe sera utilisé plus tard pour la réalisation de source bi fréquence atour de 1.55 μm avec comme milieu à gain du Nd :YAG [27], Er :Yb :verre [42] et Yb :KGW [43]. Afin d'accorder chaque mode individuellement, les zones actives des deux modes sont séparées physiquement dans le même matériau actif (Fig. 1- 4).

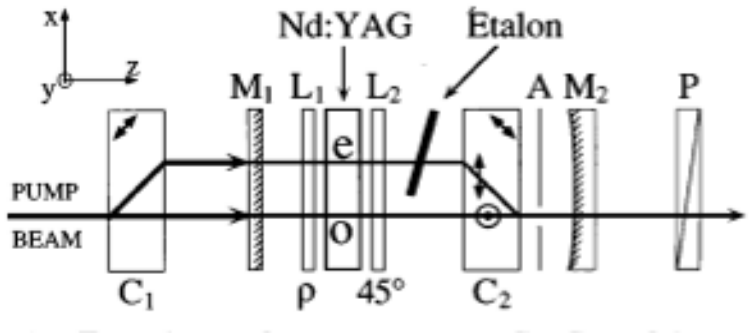


Fig. 1- 4 : Reproduction schématique du système laser bifréquence Nd :YAG à cavité externe [27]

b) Laser semi-conducteur bifréquence à cavité externe

La complexité, le coût et l'encombrement des sources bifréquences solides présentées ci-dessus ont amené naturellement à l'étude d'alternatives à base de semi-conducteurs. Plusieurs groupes ont étudié des sources semi-conductrices bifréquences à cavité externe [41,44-47]. La double résonance est réalisée par la constitution d'un filtre bifréquence formé par un réseau de diffraction et un miroir en forme de V pour la sélection de deux fréquences laser d'une source diode multi-mode (Fig. 1-5). Chaque fréquence laser de la source multi-longueur d'onde est diffractée premièrement dans une direction spécifique grâce au réseau de diffraction sur le miroir. Afin de renforcer uniquement deux modes lasers dans la cavité, le miroir est généralement structuré en forme de V, chaque bras du miroir ne réfléchissant alors qu'un seul mode laser. L'accordabilité du dispositif est généralement mécanique et obtenue par un déplacement du miroir en V dont l'écartement dans le plan de propagation des rayons détermine les fréquences lasers entretenues dans la cavité. Une accordabilité continue est envisageable avec une source multi-mode accordable. Le signal de sortie d'un tel système nécessite en général une amplification avant le photomélangeur [41]. Ceci complexifie le dispositif et augmente le coût final.

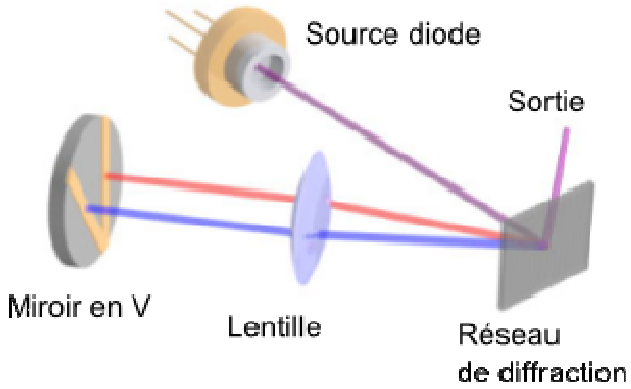


Fig. 1- 5 : Reproduction du principe de laser semi-conducteur bifréquence à cavité externe incluant une source diode multi-longueur d'onde, un réseau de diffraction pour la séparation des longueurs d'ondes et un miroir en forme de V pour la sélection des deux modes lasers d'intérêt [41]

1.2.2.2. Les lasers bi-modes à fibre dopée

Le principe de base des cavités lasers à fibre consiste en la réalisation d'une cavité résonante type Fabry Pérot le long de la fibre soit par intégration de réflecteurs ou soit par la réalisation d'anneau permettant plusieurs passages de la lumière au sein de la fibre [48]. La principale problématique des sources lasers à fibre est la compétition modale entre les raies lasers adjacentes empêchant tout fonctionnement multi-fréquentiel. Pour cela, l'insertion d'un filtre de haute pureté spectrale ou encore d'un absorbant saturable est indispensable pour la réalisation d'un fonctionnement bifréquence à température ambiante [49-51]. M. Y. Jeon et al [51] ont ainsi fabriqué une source laser bifréquence à fibre dopée Er^{3+} avec une différence de fréquence accordable entre 0.3-0.8 THz pour la génération de rayonnement THz. L'inconvénient essentiel des sources lasers à fibre est la longueur importante de la cavité, typiquement de l'ordre d'une dizaine de mètres. De plus, elle nécessite un montage optique intégrant divers éléments optiques comme les filtres, les polariseurs, les coupleurs directionnels qui rendent complexes les tâches d'assemblage.

1.2.2.3. Les lasers semi-conducteurs bi-modes à émission par la tranche (DFB ou DBR)

Les lasers semi-conducteurs à réseau de Bragg distribué (DBR)[1] et à rétroaction (DFB)[2] offrent une perspective de sources monolithiques bifréquences compactes. Ce sont des composants à émission par la tranche, constitués d'un guide actif pour l'émission laser et d'un réseau de Bragg de haute sélectivité spectrale intégré pour la sélection de la fréquence d'émission. L'intégration du réseau au sein de la structure laser permet de renforcer uniquement le mode correspondant à sa fréquence de résonance au sein de la zone active. La longueur d'onde de résonance (λ) du réseau est déterminée par sa période (Λ) et son indice effectif (n_{eff}) (1.4).

$$\lambda = 2n_{eff}\Lambda \qquad 1.4$$

Pour la réalisation de sources multifréquence (bifréquence), on distingue deux approches. Une première technique consiste à combiner l'émission de deux [52] ou plusieurs barrettes [53-55] lasers monomodes dans un même guide de sortie (Fig. 1- 6). Les pertes optiques introduites par le couplage vers le guide de sortie doivent être alors compensées par un amplificateur afin d'augmenter le niveau de la puissance de sortie de chaque mode.

La seconde approche consiste à l'intégration selon le même axe optique de deux sections lasers DBR ou DFB. Différentes méthodes de stabilisation de l'émission bifréquence ou encore de l'accordabilité ont été étudiées [56-58]. Une source bifréquence DBR utilisant deux réseaux de Bragg avec un saut de phase a été démontrée par P. Gu et al. [56]. Des lasers bifréquences multi-sections DBR ont été réalisés par S.D. Roh et al. [57,59,60]. N. Kim et al. [58] ont réalisé une source THz accordable (0.179~0.49 THz) par photomélange de deux fréquences lasers issues d'une source bifréquence à double section DFB (Fig. 1-7).

[1] DBR : Distributed Bragg Reflector (en anglais)

[2] DFB : Distributed feedback Bragg (en anglais)

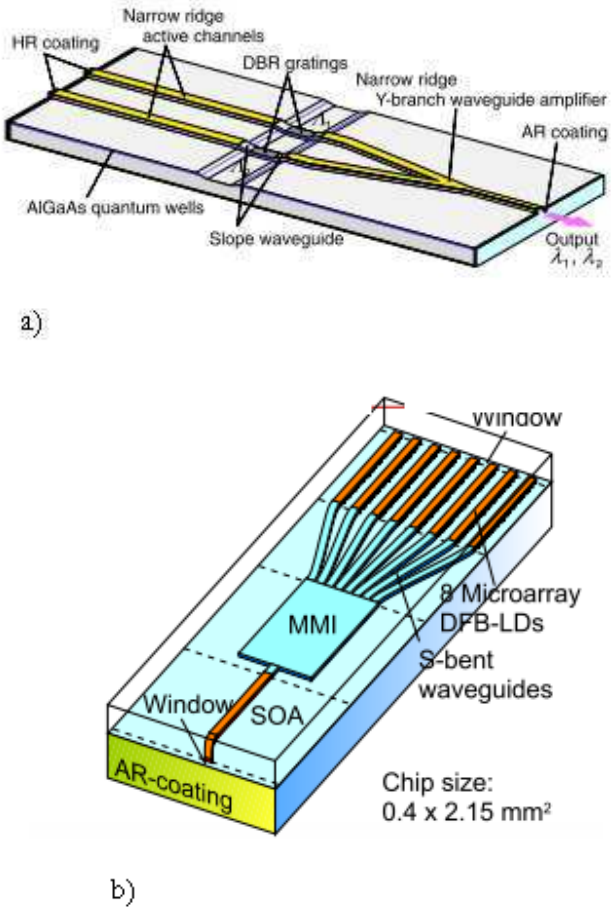


Fig. 1- 6 : Schéma de structures lasers a) bifréquence DBR [52] et b) multifréquence DFB [53].

L'accordabilité des structures DBR ou DFB passe par une variation de la longueur d'onde de résonance du réseau. Le réseau étant physiquement et définitivement inscrit dans le cas de structures semi-conductrices, il faut varier l'indice effectif du guide du réseau pour obtenir une modification de la fréquence d'émission du système. Cette modification de la longueur d'onde d'émission est réalisée généralement grâce à la dépendance thermique de l'indice effectif des matériaux utilisés ou par une modulation de la densité de porteurs dans la structure par injection de courant électrique. Il faut noter néanmoins que l'accordabilité des structures DBR ou DFB reste limitée à quelques nm [57,58] seulement en longueur d'onde en raison de la dépendance du spectre de gain des matériaux semi-conducteurs avec la température ou la densité de porteurs.

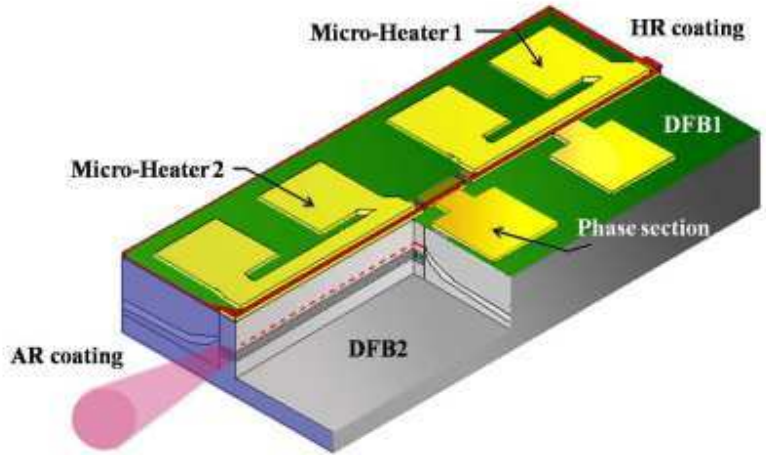


Fig. 1- 7 : Schéma de cavité laser bifréquence intégrant deux sections DFB distinctes séparé par une zone de phase [58]

1.3. Cavité photonique verticale bifréquence

Les différentes solutions de sources bifréquences que nous venons de présenter intègrent toutes divers composants optiques, en particulier des filtres sélectifs, pour la réalisation d'un laser bifréquence solide ou semi-conducteur. Cependant, l'approche classique pour la réalisation d'un système bifréquence consiste à coupler deux résonateurs à la même fréquence de résonance. A l'inverse, des approches illustrées dans le paragraphe précédent, la résonance bifréquence sera alors une propriété intrinsèque de la cavité. Elle résulte du couplage optique entre les modes des deux résonateurs.

Ce principe a été mis en œuvre dans le cas d'une structure monolithique à double cavités verticales couplées (Fig. 1- 8). La structure est composée par deux cavités verticales Fabry Pérot multicouches avec un miroir intermédiaire commun [61-63]. Le couplage entre les deux cavités est déterminé par la réflectivité du miroir central. La fabrication de ces structures reste cependant extrêmement délicate (plusieurs dizaines de couches semi-conductrices), couteux en temps de croissance monocristalline (épitaxie) et nécessite un contrôle précis de l'épaisseur de chaque couche. Les différentes études ont démontré que la réalisation d'une source laser bifréquence avec ce type de dispositif est très difficile [64] car il convient d'accorder finement le spectre de gain de chaque cavité avec un mode de résonance de la structure verticale. De plus la puissance de sortie de ces structures, limitée à quelques microwatt, est insuffisante pour le photomélange [41,62].

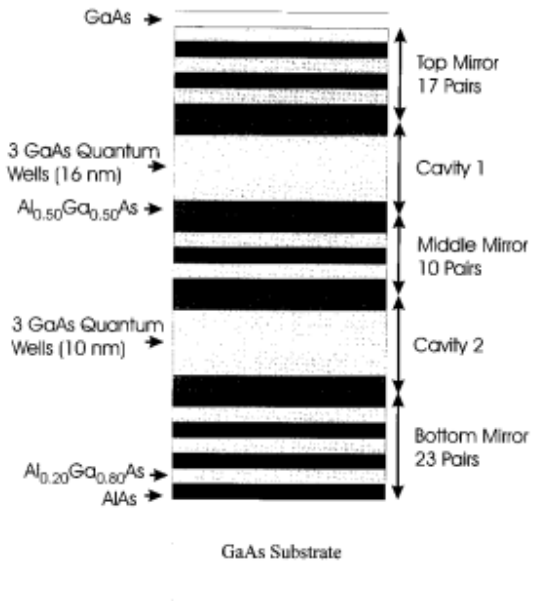


Fig. 1- 8 : Schéma d'une structure laser à double cavités verticales couplées [65].

Il faut noter néanmoins que l'intérêt de la réalisation d'un composant monolithique vertical bifréquence va bien au delà des seuls problématiques de la réduction de l'encombrement, du coût et de la stabilité du battement de fréquence qui ont été évoquées précédemment. En effet un composant bifréquence monolithique à émission verticale peut ouvrir la voie au développement d'un dispositif de génération d'onde par battement optique totalement intégré, notamment pour le photomélange. L'intégration verticale de la source bifréquence et du dispositif photomélangeur deviendra technologiquement envisageable.

Dans ce contexte, nous proposons ici un nouveau résonateur photonique bi-mode vertical et monolithique constitué par un cristal photonique résonant et une cavité verticale Fabry Pérot partant des compétences et savoir-faire du laboratoire INL. Une vue schématique du résonateur bifréquence est illustrée sur la figure 1-9(a) où le résonateur cristal photonique est inséré au sein de la cavité Fabry Pérot verticale. Le principe de base de ce nouveau micro-résonateur est basé sur le couplage optique entre la résonance de la cavité Fabry Pérot verticale d'une part et celle de la membrane à cristal photonique en incidence normale d'autre part. Considérons que les deux résonateurs, la cavité Fabry Pérot et le cristal photonique, sont à la même fréquence de résonance f_0. Si le recouvrement des champs électromagnétiques des deux modes n'est pas nul, alors le système conduira à un couplage optique entre les résonateurs. Il en résultera un système bifréquence avec deux nouvelles

fréquences de résonances (f_1&f_2) situées de part et d'autre de la fréquence centrale f_0 (Fig. 1-8(b)).

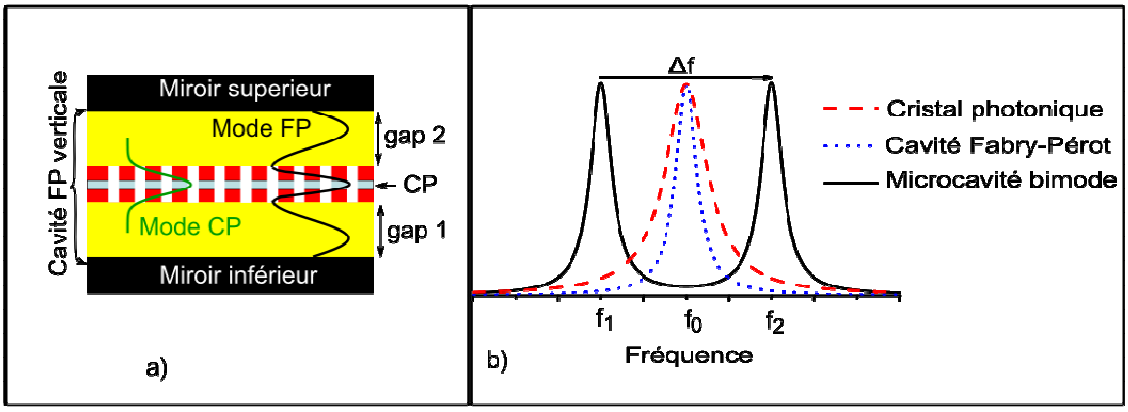


Fig. 1-9 : Représentation schématique a) du micro-résonateur bifréquence associant une membrane cristal photonique résonante et une cavité Fabry-Pérot verticale, b) du spectre de résonance de la membrane cristal photonique, de la cavité Fabry Pérot et du micro-résonateur bifréquence.

Ce nouveau dispositif bifréquence présente plusieurs avantages et amène par ailleurs un degré de liberté supplémentaire pour la réalisation de fonctions optiques jusque là inenvisageables avec une simple cavité verticale. Il ouvre ainsi une perspective de développement d'émetteur et de détecteur bifréquence ou encore de composant bi-fonctionnel (émetteur/détecteur). Il combine par ailleurs diverses caractéristiques intéressantes comme une compacité verticale accrue, à l'inverse des cavités bifréquences précédemment évoquées dans ce chapitre, une flexibilité pour la réalisation de composant à différent fréquence de fonctionnement ainsi que le contrôle de la différence de fréquence générée. C'est un composant adressable par la surface avec la possibilité d'un contrôle intrinsèque en polarisation grâce aux propriétés optiques du cristal photonique membranaire.

Notre travail est consacré à l'étude et à la réalisation d'un composant démonstrateur pour la validation du principe physique de fonctionnement du résonateur bifréquence dans un premier temps. Le second objectif vise à l'application de ce nouveau concept pour la réalisation d'une source semi-conducteur bifréquence à émission verticale pour la génération du rayonnement THz par photomélange. A cet effet, nous aborderons l'étude d'un composant actif dans la seconde partie de ce travail avec comme objectif la fabrication d'une source laser bifréquence avec une différence de fréquence de l'ordre de ~1 THz entre les deux modes lasers.

Le chapitre 2 de ce rapport fera l'objet principalement de l'étude théorique et numérique du résonateur bifréquence que nous proposons dans ce travail. La physique des cavités Fabry Pérot et des membranes à cristaux photoniques résonantes a été largement étudiée théoriquement et expérimentalement depuis plusieurs années. Nous exposerons dans ce chapitre 2 quelques rappels fondamentaux sur ces deux résonateurs photoniques. Nous aborderons ensuite l'étude théorique des propriétés du résonateur bi-mode (Fig. 1-8) par la théorie des modes couplés afin de mieux cerner son fonctionnement. Cette étude nous permettra de fixer les règles de base de conception du résonateur bifréquence étudié. Afin de valider définitivement le principe de base du dispositif, nous confronterons les conclusions du modèle théorique aux résultats de simulations numériques.

Nous aborderons ensuite dans le chapitre 3 les défis technologiques pour la fabrication de ce dispositif. Rappelons que ce travail vise surtout la fabrication d'une source laser bifréquence semi-conductrice et que cela nécessite l'utilisation d'un matériau à gain et la réalisation d'un résonateur optique avec un bon facteur de qualité.

Malgré la primauté incontestable de la technologie silicium dans l'industrie du semi-conducteur, ce matériau trouve ses limites pour la réalisation de composant optoélectronique fondamentalement à cause de son gap électronique indirect, en dépit des nombreuses recherches de croissances de nanostructures silicium. Cependant ses propriétés mécaniques, thermiques ou encore la maturité de sa technologie en font un substrat de prédilection. Le fort contraste d'indice entre le silicium et son oxyde permet la réalisation de miroir multicouches de haute réflectivité pour la réalisation d'une cavité Fabry Pérot verticale de bonne qualité. En effet un bon confinement optique des modes de résonances est essentiel pour l'exaltation de l'interaction onde-matière. Dans le cas d'une cavité verticale, cela exige en général de très bonnes réflectivités avec des miroirs composés d'un faible nombre de couches. Nous avons donc opté pour l'exploitation des miroirs de Bragg Si/SiO_2 comme réflecteur multicouches dans ce travail.

A l'inverse du silicium, les composés III-V sont de bons émetteurs optiques. Ils sont par conséquent largement exploités aujourd'hui comme matériaux à gain pour la réalisation de sources lasers ou encore de photo-détecteurs. La réalisation d'une cavité Fabry Pérot verticale III-V nécessite malheureusement la croissance d'un nombre important de multicouches pour la réalisation de réflecteur de bonne performance à cause du faible contraste d'indice général entre les différents alliages III-V.

La réalisation d'une source bifréquence semi-conductrice nécessitera par conséquent une technologie hybride III-V/Si. Le premier défi technologique sera la réalisation d'une cavité

Fabry Pérot de bonne qualité (facteur de qualité élevé) et par conséquent la fabrication d'un miroir de haute réflectivité. Les techniques expérimentales de fabrication et de caractérisation des miroirs seront présentées dans le chapitre 3. Les mesures seront confrontées aux simulations numériques pour la validation de la qualité des miroirs réalisés. La seconde problématique sera la réalisation d'un démonstrateur complet. Comme déjà évoqué, elle nécessitera le développement d'une technologie hybride III-V/Si. Nous verrons dans le chapitre 3 que cela exige la réalisation d'une technologique d'intégration hétérogène basée sur la maîtrise d'un report par collage direct d'une membrane III-V sur une plateforme Si. Les principales étapes de fabrication du micro-résonateur bifréquence seront la nano-fabrication d'un cristal photonique d'une part et l'intégration hétérogenèse d'une membrane à cristal photonique III-V dans une structure multicouches verticale Si/SiO_2 d'autre part. Nous proposerons dans le chapitre 3 un schéma technologique complet de fabrication.

Les chapitres 4 et 5 traiteront le cas de la réalisation d'un composant actif. L'objectif principal est la réalisation d'une source bifréquence fonctionnant autour de 1.55 μm avec une différence de fréquence de l'ordre de ~1 THz. Nous exploiterons à cet égard des structures quantiques de la filière InP comme milieu de gain optique. L'idée principale de ce chapitre est donc la combinaison d'un confinement électronique grâce aux structures quantiques (InP) et d'un confinement optique grâce à la structure photonique (Fig. 1-9) pour l'exaltation de l'interaction onde-matière afin d'obtenir une émission stimulée bi-mode. La démonstration d'une émission bifréquence dans une structure active à puits quantiques sera abordée dans le chapitre 4. Cependant, il convient de signaler qu'à l'inverse des sources bifréquences présentées plus hauts, les deux modes laser partageront le même milieu de gain optique. Du fait de la nature non linéaire du processus d'émission stimulée, l'un des deux modes optiques de la cavité peut dominer le second et l'émission bifréquence deviendra compromise. Cette question cruciale de la stabilité de l'émission laser bifréquence sera présentée dans le chapitre 5.

Le dernier chapitre (6) est consacré à l'étude de faisabilité d'un micro-résonateur bifréquence accordable. Nous y présenterons les différentes approches d'accordabilité ainsi que les schémas technologiques associés.

Bibliographie du chapitre 1

[1] A.R. Orlando and G.P. Gallerano, "Terahertz radiation effects and biological applications," *Journal of infrared, millimeter and terahertz waves*," 2009, pp. 1308-1318.

[2] Hai.-BO Liu and Xi-Cheng Zhang, "Terahertz spectroscopy for explosive, pharmaceutical, and biological sensing applications," *Terahertz frequency detection and identification of materials and objects*, springer, 2007, pp. 251-323.

[3] Y.C. Shen, T. Lo, P.F. Taday, B.E. Cole, W.R. Tribe, and M.C. Kemp, "Detection and identification of explosives using terahertz pulsed spectroscopic imaging," *Applied Physics Letters*, vol. 86, 2005, pp. 241116:1-3.

[4] C.P. Endres, H.S.P. Müller, S. Brünken, D.G. Paveliev, T.F. Giesen, S. Schlemmer, and F. Lewen, "High resolution rotation–inversion spectroscopy on doubly deuterated ammonia, ND2H, up to 2.6THz," *Journal of molecular structure*, vol. 795, 2006, pp. 242-255.

[5] J.F. Federici, B. Schulkin, F. Huang, D. Gary, R. Barat, F. Oliveira, and D. Zimdars, "THz imaging and sensing for security applications- explosives , weapons and drugs," *Semiconductor science and technology*, vol. 20, 2005, pp. S266–S280

[6] M.C. Kemp, "Millimetre wave and terahertz technology for the detection of concealed threats – A Review," *Proc. of SPIE*, vol. 6402, 2006, pp. 64020D-1-19.

[7] M. Herrmann, M. Tani, K. Sakai, R. Fukasawa, M. Herrmann, M. Tani, and K. Sakai, "Terahertz imaging of silicon wafers Terahertz imaging of silicon wafers," *Journal of Applied Physics*, vol. 1247, 2012, pp. 18-22.

[8] O. Morikawa, M. Tonouchi, and M. Hangyo, "A cross-correlation spectroscopy in subterahertz region using an incoherent light source A cross-correlation spectroscopy in subterahertz region using an incoherent light source," *Applied Physics Letters*, vol. 1519, 2012, pp. 76-79.

[9] Z. Yan, Y. Ying, H. Zhang, H. Yu, and K. St, "Research progress of terahertz wave technology in food inspection," *Proc. of SPIE*, vol. 6373, 2006, pp. 63730R-1-10.

[10] K. Fukunaga, I. Hosako, Y. Kohdzuma, T. Koezuka, T. Ikari, and X. Du, "Terahertz analysis of an east asian historical mural painting," *Journal of the european optical society - Rapid publications*, vol. 5, 2010, pp. 10024:1-4.

[11] J. Federici, and L. Moeller, "Review of terahertz and subterahertz wireless communications," *Journal of applied physics*, vol. 107, 2010, pp. 111101:1-22.

[12] T. Kleine-ostmann and T. Nagatsuma, "A Review on terahertz communications research," *Review Literature And Arts Of The Americas*, 2011, pp. 143-171.

[13] M. Koch, "Terahertz communications: a 2020 vision martin ," *Terahertz frequency detection and identification of materials and objects*, springer, 2007, pp. 325-338.

[14] J.R. Söderström, E.R. Brown, C.D. Parker, L.J. Mahoney, and J.Y. Yao, "Growth and characterization of high current density , highspeed InAs / AlSb resonant tunneling diodes Growth and characterization resonant tunneling diodes of high current density , high-speed InAs / AISb," *Applied physics letters, vol. 58, 1991,* pp. 275-277.

[15] E.R. Brown, C.D. Parker, L.J. Mahoney, and K.M. Molvar, "Oscillations up to 712 GHz in InAs / AISb diodes," *Applied physics letters, vol. 58, 1991*, pp. 2291-2293.

[16] T. Otsuji, T. Watanabe, A.E. Moutaouakil, and H. Karasawa, "Emission of Terahertz Radiation from Two-Dimensional Electron Systems in Semiconductor," *Journal of infrared millimeter terahertz waves ,* 2011, pp. 629-645.

[17] J. Stake, T. Bryllert, T. Arezoo Emadi, and J. Vukusic, "Terahertz generation by," *Terahertz frequency detection and identification of materials and objects, springer,* 2007, pp. 17-30.

[18] B.S. WilliamS, "Terahertz quantum- cascade lasers" *nature photonics, vol. 1,2007, pp. 517-527.*

[19] Y. Chassagneux, R. Colombelli, W. Maineult, S. Barbieri, E.H. Linfield, and A.G. Davies, "Predictable surface emission patterns in terahertz photonic-crystal quantum cascade lasers," *Optics Express*, vol. 17, 2009, pp. 9491-9502.

[20] Y. Chassagneux, R. Colombelli, W. Maineult, S. Barbieri, H.E. Beere, D. a Ritchie, S.P. Khanna, E.H. Linfield, and a G. Davies, "Electrically pumped photonic-crystal terahertz lasers controlled by boundary conditions.," *Nature*, vol. 457, 2009, pp. 174-8.

[21] I. Wilke and S. Sengupta, "Optical 2 Nonlinear Techniques for Terahertz Pulse Generation and Detection — Optical Rectification and Electrooptic Sampling," *Terahertz Spectroscopy: Principles and Application,* vol. 131, 2007. pp. 41-72.

[22] I. Breunig, J. Kiessling, R. Sowade, B. Knabe, and K. Buse, "Generation of tunable continuous-wave terahertz radiation by photomixing the signal waves of a dual-crystal optical parametric oscillator," *New Journal of Physics*, vol. 10, 2008, p. 073003.

[23] P. H. Siegel, "Terahertz Technology," *IEEE transactions on microwave theory and tehcniques*, vol. 50, 2002, pp. 910-928.

[24] D. D. Bićanić, B.F.J. Zuidberg, and A. Dymanus, "Generation of continuously tunable laser sidebands in the submillimeter region," *Applied Physics Letters*, vol. 32, 1978, p. 367.

[25] A. G. Davies, E. H. Linfield, and M. B. Johnston, "The development of terahertz sources and their applications," *Physics in Medecine and Biology*, vol. 47, 2002, pp. 3679-3689.

[26] E.R. Brown, F.W. Smith, and K.A. Mcintosh, "Coherent millimeter-wave generation by heterodyne conversion in low-temperature-grown GaAs photoconductors," *Journal of applied physics*, 1993, pp. 1480-1484.

[27] M. Brunel, F. Bretenaker, and A.L. Floch, "Tunable optical microwave source using spatially resolved laser eigenstates," *Optics Letters*, vol. 22, 1997, pp. 384-386.

[28] M.R. Stone, M. Naftaly, R.E. Miles, I.C. Mayorga, A. Malcoci, and M. Mikulics, "Generation of continuous-wave terahertz radiation using a two-mode titanium sapphire laser containing an intracavity Fabry–Perot etalon," *Journal of Applied Physics*, vol. 97, 2005, p. 103108.

[29] F. Hindle, a Cuisset, R. Bocquet, and G. Mouret, "Continuous-wave terahertz by photomixing: applications to gas phase pollutant detection and quantification," *Comptes Rendus Physique*, vol. 9, 2008, pp. 262-275.

[30] J. Mangeney, A. Merigault, N. Zerounian, P. Crozat, K. Blary, and J. F. Lampin, "Continuous wave terahertz generation up to 2 THz by photomixing on ion-irradiated In[sub 0.53]Ga[sub 0.47]As at 1.55 μm wavelengths," *Applied Physics Letters*, vol. 91, 2007, p. 241102.

[31] K. Park, R. E. Peale, H. Weidner and J.J. Kim "Submillieter p-Ge Laser Unign a Voigt-configured Permanent Magnet," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 32, 1996, pp. 1203-1210.

[32] J. N. Hovenier, A. V. Muravjov, S. G. Pavlov, V. N. Shastin, R. C. Strijbos and W. Th. Wenckebach, "Active mode locking of a p-Ge hot hole laser," *Applied Physics Letters*, vol. 71, 1997, pp. 443-445.

[33] E. Peytavit, "Génération et propagation aux fréquences térahertz," *Thèse*, Université des sciences et technologies de Lille, 2002.

[34] M.R. Stone, M. Naftaly, R.E. Miles, I.C. Mayorga, A. Malcoci, and M. Mikulics, "Generation of continuous-wave terahertz radiation using a two-mode titanium sapphire laser containing an intracavity Fabry – Perot etalon," *Journal of Applied Physics*, 2005, pp. 1-4.

[35] M. Brunel, F. Bretenaker, and A.L. Floch, "Tunable optical microwave source using spatially resolved laser eigenstates," *Optics Letters*, vol. 22, 1997, pp. 384-386.

[36] M. Hyodo, M. Tani, S. Matsuura, N. Onodera, and K. Sakai, "Generation of millimetre-wave radiation using a dual-longitudinal-mode microchip laser," *Electronics Letters*, vol. 32, 1996, pp. 17-18.

[37] M. Tani, P. Gu, M. Hyodo, K. Sakai, and T. Hidaka, "Generation of coherent terahertz radiation by photomixing of dual-mode lasers," *Optical and Quantum Electronics*, 2000, pp. 503-520.

[38] E.R. Brown, K.A. Mcintosh, F.W. Smith, K.B. Nichols, and M.J. Manfra, "Milliwatt output levels and superquadratic bias dependence in a low temperaturegrown GaAs photomixer," *Applied physics letters* vol. 64, 2012, pp. 3311-3313.

[39] M. Naftaly, M.R. Stone, A. Malcoci, R.E. Miles, and I.C. Mayorga, "Generation of CW terahertz radiation using two-colour laser with Fabry-Perot etalon," *Electronics Letters*, vol. 41, 2005, pp. 2004-2005.

[40] F. Siebe, K. Siebert, R. Leonhardt, and H.G. Roskos, "A Fully Tunable Dual-Color CW Ti : Al O Laser," *IEEE Journal of Quantum ElectronicsQuantum*, vol. 35, 1999, pp. 1731-1736.

[41] S. Hoffmann, M.R. Hofmann, and A.G. Optoelektronische, "Generation of Terahertz radiation with two color semiconductor lasers," *Laser & photonic review 1*, 2007, pp. 44-56.

[42] M. Alouini, M. Brunel, F. Bretenaker, M. Vallet, and A. Le Floch,"Dual Tunable Wavelength Er:Yb glass laser for terahertz beat frequency generation," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, 1998, pp. 1554-1556.

[43] R. Czarny, M. Alouini, C. Larat, M. Krakowski, and D. Dolfi , " THz dual-frequency Yb3+:KGd(W04)2 laser for continuous wave THz generation through ," *Electronics letters*, vol. 40, 2004, pp. 942-943.

[44] C. Wang, C. Pan, C.-luen Wang, and C.-ling Pana, "Tunable dualwavelength operation of a diode array with an external grating loaded cavity Tunable dual-wavelength grating-loaded cavity operation of a diode array with an external," vol. 3089, 2012.

[45] Ping Gu, F. Chang, M. Tani, K. Sakai, and C-L. Pan, "Generation of coherent cw-terahertz radiation using a tunable dual-wavelength external cavity laser diode," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 38, 1999, pp. 1246-1248.

[46] N.U. Wetter, "Tunable dual wavelength emission and bandwidth narrowing of a laser diode array," *Applied physics B-Laser and Optics*, vol. 518, 2007, pp. 515-518.

[47] I. Park, C. Sydlo, I. Fischer, and W. Els, "Generation and spectroscopic application of tunable continuous-wave terahertz radiation using a dual-mode," *Measurement science and technology*, vol. 065305, 2008.

[48] Jean-Noel Maran, "Lasers multi-longueur d'onde à fibre dopée à l'erbium utilisant un décaleur de fréquence dans la boucle de contre réaction," *Thèse*, Université de Laval, Université de Rennes 1 2005.

[49] P.J. Moore, Z.J. Chaboyer, and G. Das, "Tunable dual-wavelength fiber laser," *Optical Fiber Technology*, vol. 15, Aug. 2009, pp. 377-379.

[50] X. Liu, X. Yang, F. Lu, J. Ng, X. Zhou, and C. Lu, "Stable and uniform dual-wavelength erbium-doped fiber laser based on fiber Bragg gratings and photonic crystal fiber.," *Optics express*, vol. 13, Jan. 2005, pp. 142-7.

[51] M.Y. Jeon, N. Kim, J. Shin, J.S. Jeong, S.-pil Han, C.W. Lee, Y.A. Leem, D.-su Yee, H.S. Chun, and K.H. Park, "fiber laser for tunable continuous-wave terahertz radiation," *Optics Express*, vol. 18, 2010, pp. 12291-12297.

[52] M. Uemukai, H. Ishida, A. Ito, T. Suhara, H. Kitajima, A. Watanabe, and H. Kan, "Integrated AlGaAs Quantum-Well Ridge-Structure Two-Wavelength Distributed Bragg Reflector Laser for Terahertz Wave Generation," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 51, 2012, pp. 1-3.

[53] H. Hatakeyama and K. Naniwae, "Wavelength-selectable microarray light sources for wide-band DWDM," *Proc. SPIE*, 2002, pp. 141-149.

[54] H. Ishii, K. Kasaya, H. Oohashi, Y. Shibita, H. Yasaka, K. Okomoto, "High power (40mw) full C-band wavelength tunable DFB laser array integrated with funnel combine," *Semiconductor Laser Conference, 2006. Conference Digest. 2006 IEEE 20th International*, 2006, pp. 13 - 14.

[55] J.H. R. Hui, B. Zhu, K. Demarest, C. Allen, "Generation of Ultrahigh-Speed Tunable-Rate Optical Pulses Using Strongly Gain-Coupled Dual-Wavelength DFB Laser Diodes," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, 1999, pp. 518 - 520.

[56] P.Gu U, M. Tani, M. Hyodo, K. Sakai, and T. HIdaka, "Generation of cw-Terahertz Radiation Using a Two-Longitudinal-Mode Laser Diode ," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 37, 1998, pp. 976-978.

[57] S.D. Roh, S. Member, T.S. Yeoh, S. Member, R.B. Swint, S. Member, A.E. Huber, C.Y. Woo, J.S. Hughes, and J.J. Coleman, "Dual-Wavelength InGaAs – GaAs Ridge Waveguide Distributed Bragg Reflector Lasers with Tunable Mode Separation," *IEEE photonics technology letters ,* vol. 12, 2000, pp. 1307-1309.

[58] N. Kim and al, "Monolithic dual-mode distributed feedback semiconductor laser for tunable continuous-wave terahertz generation," *Optic express ,* vol. 17, 2009, pp. 518-520.

[59] S.D. Roh, R. B. Swint, A. M. Jones, T. S. Yeoh, A. E. Huber, J. S. Hughes, and J. J. Coleman "Dual-wavelength asymmetric cladding InGaAs-AlAs ridge waveguide distributed Bragg reflector lasers ," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, 1999, pp. 15-17.

[60] S. D. Roh, K.E. Lee, J.S. Hughes, and J. J. Coleman, "Single and tunable dual-wavelength opreration of an InGaAs-GaAs ridge waveguide distributed Bragg reflector laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, 2000, pp. 16-18.

[61] J.F. Carlin, R.P. Stanley, P. Pellandini, U. Oesterle, and M. Ilegems, "The dual wavelength Bi-vertical cavity surface-emitting laser," *Applied Physics Letters*, vol. 75, 1999, p. 908.

[62] and M.I. M. Brunner, K. Gulden, R. Hövel, M. Moser, J. F. Carlin, R. P. Stanley, "Continuous-Wave dual-wavelength lasing in a two-section vertical-cavity laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, 2000, pp. 1316-1318.

[63] R.P. Stanley, R. Houdré, U. Oesterle, M. Ilegems, and C. Weisbuch, "Coupled semiconductor microcavities," *Applied Physics Letters*, vol. 65, 1994, p. 2093.

[64] C. Bringer, "Technologie et caracterisation des VCSELs à diaphragme d'oxyde. Application à la détection en cavité verticale," *Thèse*, Université PaulSabatier- Toulouse III, 2005.

[65] P. Michler, M. Hilpert, and G. Reiner, "Dynamics of dual-wavelength emission from a coupled semiconductor microcavity laser Dynamics of dual-wavelength emission from a coupled semiconductor microcavity laser," *Applied Physics Letters*, vol. 70, 1997, pp. 2073-2075.

Chapitre 2

Cavite résonante bifréquence associant un cristal photonique et une cavité Fabry-Pérot

SOMMAIRE

2.1. Généralités sur les cristaux photoniques 27
2.1.1. Définition du cristal photonique 27
2.1.2. Équations de Maxwell dans un milieu périodique 28
2.1.3. Diagramme de bande et bande interdite photonique 30
2.1.4. Vitesse de groupe 32
2.2. Présentation des constituants du micro-résonateur bifréquence 32
2.2.1. Microcavité Fabry-Pérot verticale 33
2.2.1.1. Miroir de Bragg 33
2.2.1.2. Cavité Fabry Pérot verticale 34
2.2.2. Cristal photonique membranaire 36
2.2.2.1. Modes guidés et pseudo-guidés 36
2.2.2.2 Bande photonique interdite d'ordre supérieur 37
2.2.2.3. Résonance optique dans un cristal photonique membranaire 37
2.2.2.4. Règle de sélection du couplage des modes pseudo-guidés 38
2.2.2.5. Durée de vie des photons dans la membrane cristal photonique 40
2.2.2.6. Conclusion 40
2.2.3 Choix du résonateur cristal photonique 1D 41
2.3. Méthodes de conception 41
2.4. Micro-résonateur bifréquence associant un cristal photonique membranaire et une cavité Fabry-Pérot 42
2.4.1. Résonance de mode Bloch: formalisme de la théorie des modes couplés 42
2.4.2. Modèle analytique du micro-résonateur bifréquence 46
2.4.2.1. Développement du modèle analytique 46
2.4.2.2. Résonance bifréquence 47
2.4.2.3. Détermination de la différence de fréquence Δf 49
2.4.2.4 Régimes de couplage fort et faible 50
2.5.2.5 Accord spectral 51
2.4.2.6 Discussion : réalisation d'une différence de fréquence de l'ordre du térahertz 53
2.4.2.7 Conclusion 54
2.5 Validation numérique 54
2.5.1 Structure latéralement infinie 54
2.5.1.1 Évolution des résonances et de leur facteur de qualité. 56
2.5.1.2 Distribution spatial des nouvelles résonances 57
2.5.1.3 Résumé 60
2.5.2 Structure de dimension latérale finie 60
2.5.2.1 Conception 60
2.5.2.2. Discussion sur l'évolution du facteur de qualité 62

2.5.2.3. Stratégies de réduction des pertes latérales.....64
2.6. Conclusion.....65

Ce chapitre fera principalement l'objet de l'étude analytique et numérique du résonateur bifréquence proposé dans le chapitre précédent pour mieux cerner ses propriétés de résonance. Cependant pour une meilleure compréhension des propriétés du résonateur bi-mode, nous débuterons ce chapitre par une introduction sur les concepts théoriques de base des cristaux photoniques. Les principales notions seront illustrées dans le cas d'un cristal photonique monodimensionnel. Ces propriétés peuvent être entendues au cas d'un cristal photonique bidimensionnel et tridimensionnel. Nous aborderons ensuite le rappel de quelques propriétés fondamentales de base sur une cavité Fabry Pérot verticale multicouche et un cristal photonique membranaire. L'étude théorique du micro-résonateur bifréquence constituera le second volet de ce chapitre. Nous présenterons à cet effet un modèle analytique du micro-résonateur, que nous avons développé, basé sur la théorie des modes couplés, que nous avons développé, et nous détaillerons les paramètres déterminants pour la réalisation et le contrôle du couplage entre les deux résonateurs. Enfin, les conclusions de l'étude analytique seront comparées aux résultats de simulations numériques pour la validation du principe de fonctionnement du micro-résonateur bifréquence étudié.

2.1. Généralités sur les cristaux photoniques

2.1.1. Définition du cristal photonique

Un cristal photonique est une structuration périodique de l'indice optique de réfraction selon une ou plusieurs direction(s) de l'espace [1,2]. On distingue les cristaux photoniques monodimensionnels (1D), bidimensionnels (2D), tridimensionnels (3D) suivant le nombre de directions de périodicités. Lorsque la période devient comparable à la longueur d'onde de la lumière, cela donne naissance à des particularités optiques intéressantes à la base de tout l'intérêt des cristaux photoniques. On notera particulièrement l'apparition de bandes photoniques interdites et des modes avec une vitesse de groupe très faible. Dans cette section, nous décrirons chacune de ces propriétés et leurs éventuelles applications.

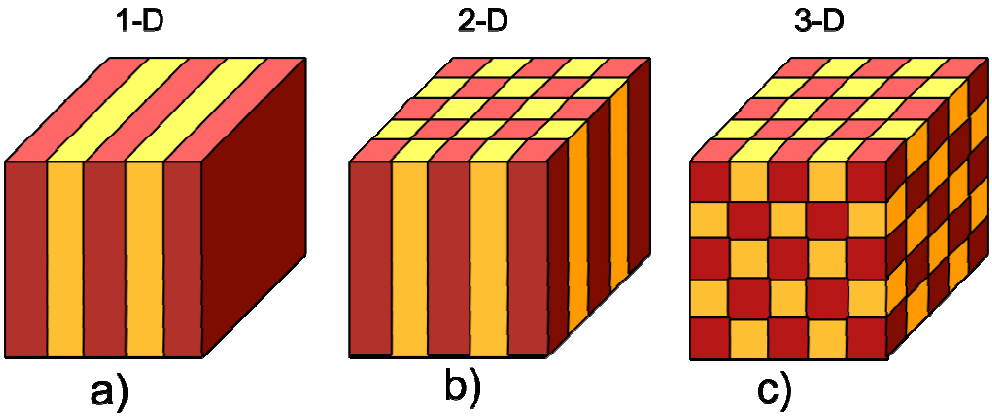


Fig. 2-1: Représentation schématique d'un cristal photonique[3] a) monodimensionnel b) bidimensionnel et c) tridimensionnel.

2.1.2. Équations de Maxwell dans un milieu périodique

Le champ électromagnétique d'une onde optique dans un milieu quelconque est décrit par les équations de Maxwell. Dans ce travail nous considérons des milieux homogènes, isotropes et linéaires. Le changement de propriétés optiques n'est donc introduit que par la périodicité de l'indice de réfraction entre deux ou plusieurs zones constituées de matériaux différents. En absence de pertes, de charges et de courant et en considérant une dépendance harmonique du champ électromagnétique en fonction du temps (t), les équations de Maxwell s'écrivent simplement [2] :

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{H}\left(\vec{r}\right)=0 \qquad \vec{H}\left(\vec{r},t\right)=\vec{H}\left(\vec{r}\right)e^{i\omega t} \tag{2. 1}$$

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{E}\left(\vec{r}\right)=0 \qquad \vec{E}\left(\vec{r},t\right)=\vec{E}\left(\vec{r}\right)e^{i\omega t} \tag{2. 2}$$

$$\vec{E}\left(\vec{r}\right)=\frac{i}{\omega\varepsilon_0\varepsilon\left(\vec{r}\right)}\vec{\nabla}\wedge\vec{H}\left(\vec{r}\right) \tag{2. 3}$$

$$\vec{\nabla}\wedge\left(\frac{1}{\varepsilon\left(\vec{r}\right)}\vec{\nabla}\wedge\vec{H}\left(\vec{r}\right)\right)=\left(\frac{\omega}{c}\right)^2\vec{H}\left(\vec{r}\right) \tag{2. 4}$$

où $\vec{E}\left(\vec{r}\right)$ est le champ électrique, $\vec{H}\left(\vec{r}\right)$ est le champ magnétique, $\vec{r}$ représente le vecteur coordonnée de l'espace et ε désigne la permittivité diélectrique relative du milieu[4].

[3] Source : http://ab-initio.mit.edu/photons/tutorial/

Dans un milieu uniforme les modes optiques, solutions des équations de Maxwell, sont des ondes planes monochromatiques (2. 5). La relation de dispersion liant le vecteur de propagation (k) de l'onde lumineuse à sa fréquence (ω) est une fonction linéaire (2. 6) :

$$\vec{E}\left(\vec{r},t\right)=e^{i\vec{k}.\vec{r}}e^{i\omega t} \qquad 2.\ 5$$

$$\left|\vec{k}\right|=\frac{\sqrt{\varepsilon}\omega}{c} \qquad 2.\ 6$$

Dans un milieu périodique comme un cristal photonique, la constante diélectrique devient périodique i.e. $\varepsilon\left(\vec{r}\right)=\varepsilon\left(\vec{r}+\vec{R}\right)$, avec $\vec{R}$ un vecteur du réseau réel du cristal photonique. Pour des raisons de simplicité, nous considérerons le cas d'un cristal photonique monodimensionnel. La coordonnée selon l'axe de périodicité sera désignée z. Le théorème de Bloch permet d'écrire alors les solutions des équations de Maxwell sous la forme du produit d'une onde plane et d'une fonction périodique $\overrightarrow{u_k}(z)$ de même périodicité que le cristal photonique (2. 7). Les nouvelles fonctions propres des équations de Maxwell seront appelées pour cette raison les modes de Bloch.

$$\vec{E}(z,t)=\overrightarrow{u_k}(z)e^{ikz}e^{i\omega t} \qquad 2.\ 7$$

La fonction $\overrightarrow{u_k}(z)$ étant périodique, elle peut être décomposée en une série de Fourier comme dans l'équation 2. 8 où a est la période du réseau, c_m sont les coefficients de Fourier du mode de Bloch et m un entier. La relation de dispersion ω(k) du mode optique devient moins évidente et nécessite un calcul numérique. Différents outils et méthodes de calculs ont été développés et seront présentés brièvement un peu plus loin dans ce chapitre.

$$u_k(z)=\exp(j\omega t)\sum_m^{\infty}c_m\exp\left(j\left(k+\frac{2\pi m}{a}\right)\right) \qquad 2.\ 8$$

La relation 2.8 démontre que la conséquence directe de la périodicité de l'indice de réfraction dans l'espace réel est la périodisation du vecteur d'onde k dans l'espace réciproque qui laisse invariant le mode de Bloch lors d'une translation d'un nombre entier de 2π/a du vecteur d'onde k. Il en résulte que les valeurs propres des solutions des équations Maxwell sont aussi périodiques (2. 9).

---

[4] ε_0 est la permittivité du vide

$$\omega(k) = \omega(k + \frac{2\pi m}{a}) \qquad 2.9$$

La relation de dispersion des cristaux photoniques est pour cela généralement étudiée sur le plus petit espace irréductible de vecteur d'onde k, et de largeur $2\pi/a$ ($-\pi/a \leq k \leq \pi/a$) appelé la première zone de Brillouin. Notons que la première zone de Brillouin peut être encore réduite si la maille du cristal photonique présente des éléments de symétrie. Enfin, la relation 2.8 démontre qu'au même vecteur d'onde k, peuvent correspondre plusieurs valeurs propres $\omega(k)$ pourvu qu'il y ait une fonction de Fourier qui satisfasse cette dernière. L'ensemble des courbes de dispersion des modes de Bloch sur la zone de Brillouin constitue le diagramme ou la structure de bande, élément caractéristique de base d'un cristal photonique.

En résumé, on retiendra que la structuration périodique de la constante diélectrique, comme dans le cas d'un cristal photonique permet le contrôle de la propagation de la lumière selon l'énergie et la direction de propagation des photons.

2.1.3. Diagramme de bande et bande interdite photonique

Dans cette section, nous allons considérer un cristal photonique monodimensionnel constitué par un réseau périodique de deux matériaux homogènes d'indices n_1 et n_2 (Fig. 2-2). Dans le cas d'un milieu homogène ($n_1=n_2$) avec une périodicité fictive, les relations de dispersion sont constituées de droites d'équations $\omega(k)=\pm mkc/\sqrt{\varepsilon}$ (m entier) correspondant aux ondes planes propagatives (+) et contre-propagatives (-). La périodicité des modes de Bloch impose $w(k)=w(k+2\pi/a)$. On observe alors un repliement des bandes ou des courbes de dispersion dans la première zone Brillouin comme illustrée sur la figure 2- 3(a). Il en résulte un croisement entre les ondes propagatives et contre-propagatives aux points de haute symétrie. Pour un cristal photonique, il résulte de ce croisement une dégénérescence aux points de haute symétrie.

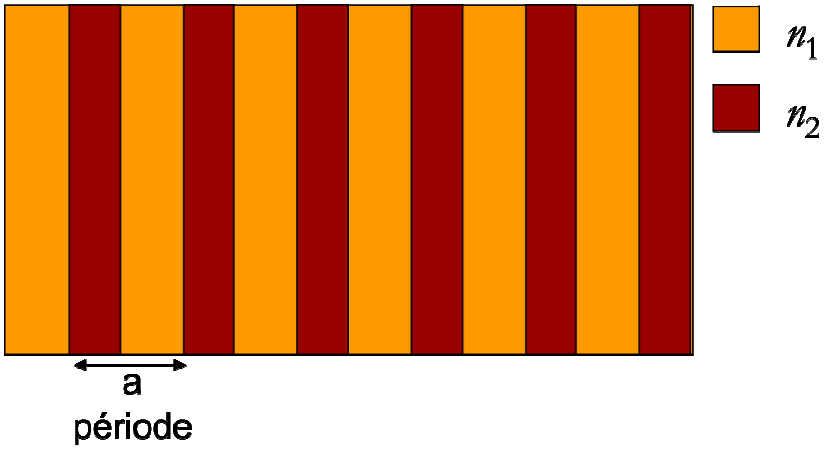


Fig. 2-2 Schéma d'un cristal photonique 1D de période a constitué par deux matériaux d'indice n_1 et n_2.

Lorsque n_1 devient différent de n_2, cette dégénérescence est levée par un couplage optique entre les ondes propagatives et contre-propagatives, ce qui donne naissance à deux nouveaux modes autour du point de symétrie (Fig. 2- 3(b)). Entre ces deux modes apparait alors une « bande interdite photonique » au sein de laquelle aucun mode optique ne peut exister. La largeur de la bande interdite dépend de la force de couplage entre les deux modes de Bloch au point de haute symétrie. Elle est autant plus grande que le couplage est plus efficace, lequel peut être modulé en fonction des paramètres géométriques et optiques des matériaux du cristal photonique. Pour une ouverture optimale de la bande interdite, l'épaisseur des couches doit être égale à $\lambda_0/4n$ avec λ_0 la longueur d'onde correspondant au centre du gap photonique. On parle pour cela parfois de multicouches quart d'onde ou encore de multitouches de Bragg [2]. La bande interdite photonique est largement exploitée pour le confinement de la lumière pour la réalisation de guide optique [3-6], de nano-cavités optiques [7,8] pour la fabrication de composant actif comme les diodes lasers [9-13].

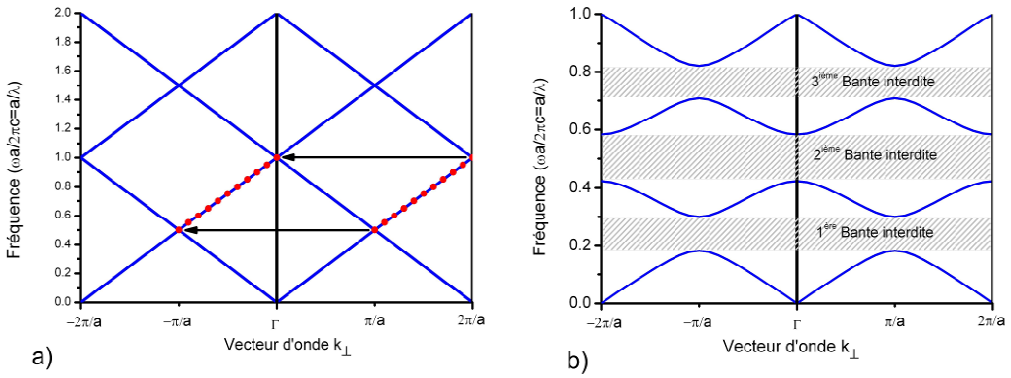


Fig. 2-3 : Diagramme de bande d'un cristal photonique 1D (Fig. 2- 2) pour des ondes se « *propageant* » perpendiculairement au plan des couches pour deux cas différents. La période du réseau est a=1 µm avec un facteur de remplissage de 0.5a. a) diagramme de bande d'un réseau Si avec une périodicité fictive (n_{Si}=3.45) et b) diagramme de bande d'un réseau 1D Si/SiO_2 (n_{SiO2}=1.45)

2.1.4. Vitesse de groupe

De manière générale et dans un milieu non absorbant, la vitesse de groupe peut être définie par la relation 2. 10. Une propriété intéressante des modes de Bloch aux points de haute symétrie est la faible pente du diagramme de dispersion caractéristique d'une vitesse de groupe faible, voire nulle, des modes en ces points : on parle alors de lumière lente. Les photons sont donc ralentis en ces points qui peuvent donc être exploités pour le confinement de la lumière et la réalisation de sources lasers [9,14].

$$\overrightarrow{v_g} = \vec{\nabla}.\omega\left(\vec{k}\right) \qquad 2.10$$

2.2. Présentation des constituants du micro-résonateur bifréquence

Dans cette section, nous aborderons quelques rappels fondamentaux sur la physique de d'une cavité verticale Fabry Pérot et d'une membrane à cristal photonique. Nous verrons en particulier comment la bande interdite photonique est exploitée pour la réalisation d'une microcavité verticale Fabry-Pérot. Nous aborderons ensuite l'étude du phénomène de résonance dans un cristal photonique membranaire.

2.2.1. Microcavité Fabry-Pérot verticale

Le principe de base du résonateur Fabry-Pérot consiste à la formation d'un mode optique stationnaire au sein d'une cavité entre deux miroirs grâce au processus d'interférence entre les ondes propagative et contre-propagative. Dans le cas des microcavités Fabry Pérot verticale photonique (Fig. 2- 4), les miroirs sont constitués par des multicouches de Bragg formées alternativement d'un empilement de couches de haut (n_h) et de bas (n_b) indices.

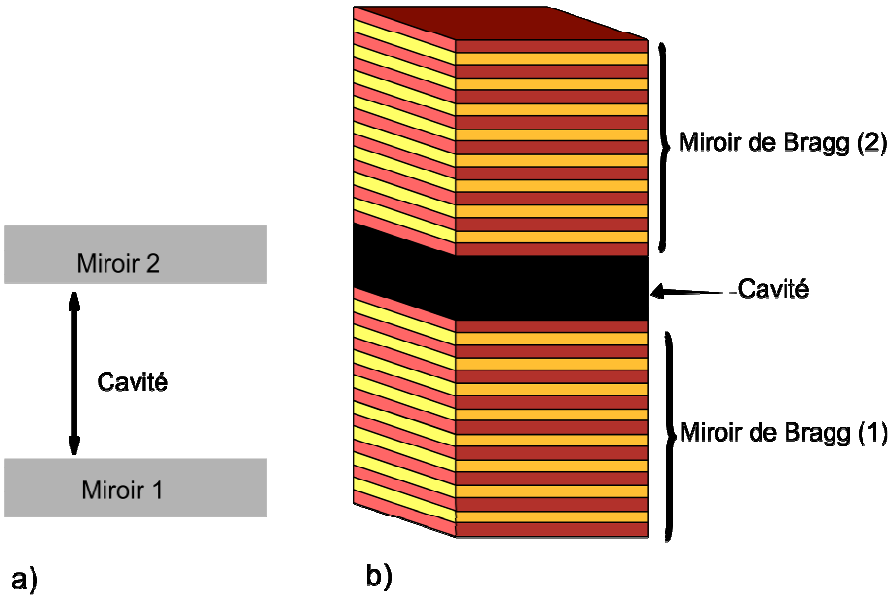


Fig. 2- 4 : a) Schéma simplifié d'une microcavité Fabry Pérot et b) Représentation d'une cavité Fabry Pérot multicouches planaires formée par deux miroirs de Bragg.

2.2.1.1. Miroir de Bragg

Aucun mode de Bloch n'est autorisé dans le gap interdit d'un cristal photonique. Il en résulte que lorsque qu'une onde avec une fréquence comprise dans la bande interdite est envoyée sur le cristal photonique, elle est réfléchie. Pour une réflectivité optimale les couches (cristal photonique 1D) doivent avoir une épaisseur optique quart-onde comme exprimé dans la relation (2. 11) avec k et k' entier naturel et λ_0 la longueur de Bragg.

$$d_h = (2k+1)\frac{\lambda_0}{4n_h} \quad , \quad d_b = (2k'+1)\frac{\lambda_0}{4n_b} \qquad 2.\ 11$$

Un miroir de Bragg ne peut comporter en pratique qu'un nombre limité de couches. Le taux de réflectivité et la largeur de la bande de réflectivité sont fonction du nombre de

couches et du contraste d'indice entre les matériaux. La réflectivité en intensité (R_{max}) du miroir à λ_0 pour un nombre N de bicouches de bas et haut indices entourées de part et d'autre par le même milieu est donné par :

$$R_{max} = \left[\frac{1 - \left(\frac{n_b}{n_h} \right)^{2N}}{1 + \left(\frac{n_b}{n_h} \right)^{2N}} \right]^2 \qquad 2.\ 12$$

Cette formule démontre l'intérêt de l'utilisation des matériaux à fort contraste d'indice ($\Delta n = n_h - n_b$) pour la réalisation des miroirs de Bragg. En effet, la réflectivité R_{max} est autant plus élevée que Δn est grand. De plus un fort contraste d'indice Δn permet d'avoir un plateau de réflectivité bien plus large autour de la longueur de Bragg (λ_0). Il faut noter ici que l'utilisation des miroirs de Bragg à fort contraste d'indice est doublement bénéfique dans le cas de dispositif actif à cavité verticale. Il permet la réalisation de miroir de bonne réflectivité avec un faible nombre de couches assurant par conséquent aussi un confinement vertical efficace du mode de résonance de la cavité. Dans ce travail nous avons opté donc pour les miroirs de Bragg Si/SiO_2 pour son fort contraste d'indice mais également pour la maturité de la technologie silicium. Nous décrirons dans le chapitre suivant les techniques de fabrication et de caractérisation des miroirs de Bragg utilisé pour la qualification de nos miroirs.

2.2.1.2. Cavité Fabry Pérot verticale

On considère ici une cavité Fabry-Pérot formée par deux miroirs de Bragg comme schématisé sur la figure 2- 4. Lorsque le déphasage d'une onde pour un aller-retour dans la cavité est égal à un multiple de 2π, l'onde est en interférence constructive avec elle-même. Cela donne naissance à un mode stationnaire confiné au sein de la cavité entre les deux miroirs. Pour une cavité d'épaisseur optique L_{opt}, la condition de phase d'interférence constructive s'exprime par la relation 2. 13 où p est un entier naturel. Il faut noter ici que l'épaisseur optique (L_{opt}) inclut en pratique la longueur de pénétration de l'onde optique dans les miroirs Bragg.

$$\frac{2\pi}{\lambda}\left(2L_{opt}\right) = 2p\pi \qquad 2.\ 13$$

On peut remarquer que la condition de phase de résonance (2. 13) n'est satisfaite que pour des longueurs d'ondes correspondant à une épaisseur optique longueur d'onde (p : paire) ou demi-longueur d'onde (p : impaire) (Fig. 2- 5). La largeur à mi-hauteur de la

résonance caractérise la sélectivité de la cavité Fabry Pérot. Elle est donnée par la relation 2. 14. Notons qu'elle dépend de la qualité des miroirs. Une bonne sélectivité (Δλ petit) est désirable pour les applications de démultiplexage en longueur d'onde en télécommunication ou encore pour la réalisation de source laser à cavité verticale de haute pureté spectrale.

$$\Delta\lambda = \frac{\left(1-\sqrt{R_1R_2}\right)\lambda}{2\pi L\left(R_1R_2\right)^{1/4}} \qquad 2.\ 14$$

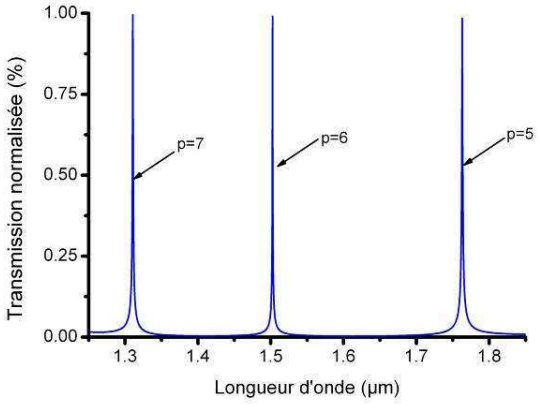


Fig. 2-5 : Calcul du spectre de transmission d'une cavité Fabry-Pérot SiO2 d'épaisseur 2.18 µm entre deux miroirs de Bragg Si/SiO2 composés chacun de 4 alternances.

La résonance est aussi souvent caractérisée par le facteur de qualité (Q) qui est inversement proportionnel à la largeur à mi-hauteur (2.15). Le facteur de qualité exprime en outre la durée de vie (τ) des photons au sein du résonateur et s'exprime par la relation 2.15. Le facteur de qualité est donc d'autant plus grand que la durée de vie des photons l'est aussi. La relation 2.15 implique par ailleurs que les miroirs doivent avoir une réflectivité assez élevée pour assurer un confinement temporel important des photons dans la cavité.

$$Q = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \omega\tau \qquad 2.\ 15$$

2.2.2. Cristal photonique membranaire

Des contraintes technologiques imposent que tous les composants soient de dimensions déterminées en épaisseur comme en largeur. La réalisation des cristaux photoniques parfaits (infinis) est donc technologiquement impossible. En particulier les cristaux photoniques réels (1D ou 2D) ont toujours une épaisseur (dimension verticale) finie.

On parle alors de cristal photonique membranaire. Le confinement ou le contrôle vertical des modes optiques est assuré dans ce cas par la réflexion totale interne grâce au contraste d'indice entre la membrane cristal photonique et sa gaine [3,7,10,14,15]. La prise en compte de l'épaisseur finie de la membrane cristal photonique conduit à de nouvelles notions et caractéristiques fondamentales des modes de Bloch que nous allons présenter dans cette section.

2.2.2.1. Modes guidés et pseudo-guidés

Il devient nécessaire de considérer la possibilité d'une propagation hors plan des modes optiques quelque que soit l'efficacité du confinement vertical dans une membrane cristal photonique. On distinguera dès lors deux types de modes optiques (Fig. 2- 6) : les modes guidés parfaitement confinés dans le guide membranaire et les modes pseudo-guidés présentant une composante radiative non nulle dans la gaine autour du cristal photonique. La frontière entre ces deux catégories de modes optiques est définie par ce qui est appelée la ligne de lumière[5] caractérisée par la droite d'équation $\omega = \frac{ck_{//}}{n_g}$, où $k_{//}$ représente la projection du vecteur d'onde dans le plan du guide et n_g est l'indice de la gaine. Les modes guidés sont situés en dessous de la ligne de lumière. Au dessus de la ligne de lumière, les modes sont à fuites et peuvent se coupler au continuum du milieu environnant. La condition de couplage s'exprime par la conservation, modulo le vecteur du réseau $2\pi/a$, du vecteur d'onde $k_{//}$ pour le passage d'une onde de la membrane vers l'extérieur ou inversement.

[5] On parlera parfois de cône de lumière qui est formé par l'ensemble des lignes de lumières selon toutes les directions dans le plan.

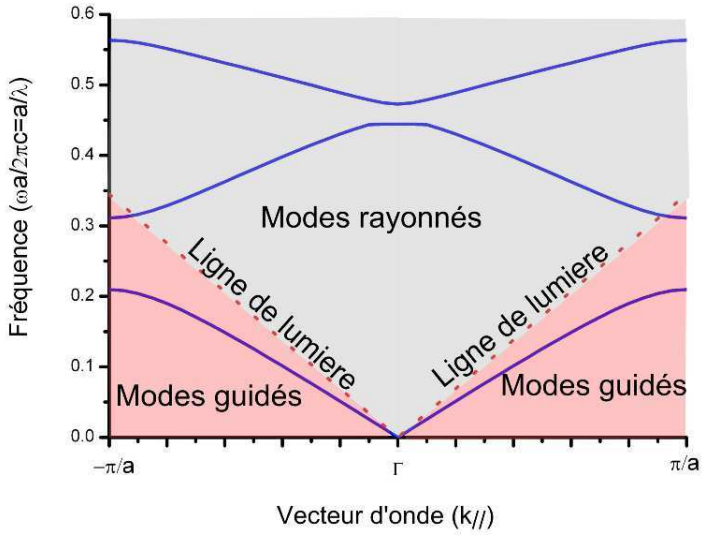


Fig. 2-6 : Diagramme de bande d'un cristal photonique 1D membranaire InP/Air de 0.25 µm d'épaisseur, de période 1 µm et de facteur de remplissage de 50% entouré par une gaine SiO_2 et illustration des zones des modes guidées et rayonnés. Le trait pointillé représente ligne de lumière du SiO_2

2.2.2.2 Bande photonique interdite d'ordre supérieur

La première bande interdite située en bord de zone de Brillouin ($k_{//} = \frac{\pi}{a}$), à l'inverse de toutes les autres, se situe tout ou en partie sous le cône de lumière. Les bandes interdites d'ordre supérieur sont situées au dessus du cône de lumière. Elles sont donc bornées par des modes optiques qui coexistent à la fois dans le cristal photonique et le milieu environnant. Ce sont donc des modes qui peuvent être adressés de l'extérieur par une onde incidente. Dans ce travail, on s'intéresse en particulier aux modes des bandes interdites au point Γ de la courbe de dispersion qui sont adressables en incidence normale.

2.2.2.3. Résonance optique dans un cristal photonique membranaire

La relation entre les bandes interdites d'ordre supérieur et l'existence de résonance optique dans les cristaux photoniques a été démontrée par Y.Ding et al [16]. Une onde incidente arrivant sur un réseau périodique est diffractée en plusieurs ordres de diffraction. Dans une certaine gamme de longueur d'onde et d'angle d'incidence, seul l'ordre zéro de diffraction subsiste tandis que les ordres supérieurs de diffraction deviennent évanescents. En incidence normale, si la longueur d'onde est supérieure à la période du cristal photonique, seuls les premiers ordres de diffraction subsistent comme schématisé sur la figure 2-7. Du

point de vue de la diffraction, l'onde incidente extérieure se couple au mode de Bloch de la membrane guidée par l'intermédiaire du premier ordre de diffraction à la fréquence du mode de Bloch. Dans le cas d'une incidence normale, deux modes guidés identiques mais contra-propagatifs sont excités. Le couplage entre ces deux modes crée alors une onde stationnaire. Les photons stockés dans ce mode seront rediffractés dans la direction verticale après un certain temps τ passé dans la membrane qui est d'autant plus grand que le couplage entre l'onde incidente et le mode du CP est faible. Il en résulte alors un phénomène de résonance optique caractérisé par un pic de réflectivité (transmission) dans la réponse spectrale de la membrane cristal photonique. La largeur spectrale de cette résonance vaut alors $1/\tau$.

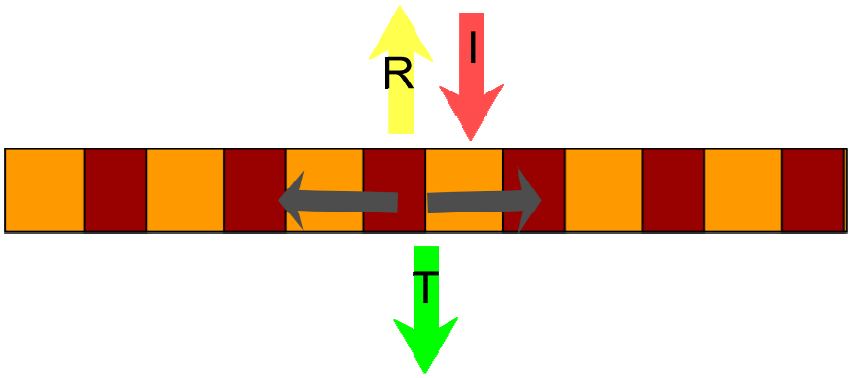


Fig. 2-7 : Representation schématique du mécanisme de couplage d'un mode pseudo guidé dans un cristal photonique membranaire avec une onde extérieure en incidence normale.

2.2.2.4. Règle de sélection du couplage des modes pseudo-guidés

Dans le cas d'un CP 1D membranaire avec un profil d'indice symétrique, il a été observé qu'un seul des deux modes de Bloch délimitant la bande interdite photonique au dessus du cône lumière peut se coupler au continuum d'ondes planes de l'espace libre [16,17]. Cette sélectivité du couplage s'explique par la symétrie de la distribution du champ des modes optiques dans le plan du guide. En effet pour un profil d'indice symétrique, il existe un plan de symétrie vertical perpendiculaire au plan du guide. Il en résulte que les modes en Γ peuvent être classés en deux groupes : les modes pairs et impairs. L'onde plane incidente ne peut pas se coupler aux modes impairs car son recouvrement avec ces derniers est nul. La figure 2-8(a) montre le diagramme de bande TE d'un cristal photonique 1D membranaire. La répartition des champs électriques des deux modes, qui entourent le premier gap photonique en Γ, est montrée sur les figures 2-8(b) et (c). Le premier mode ($a/\lambda \sim 0.589$) présente un profil de champ impair alors que le second mode ($a/\lambda \sim 0.602$) présente une symétrie paire.

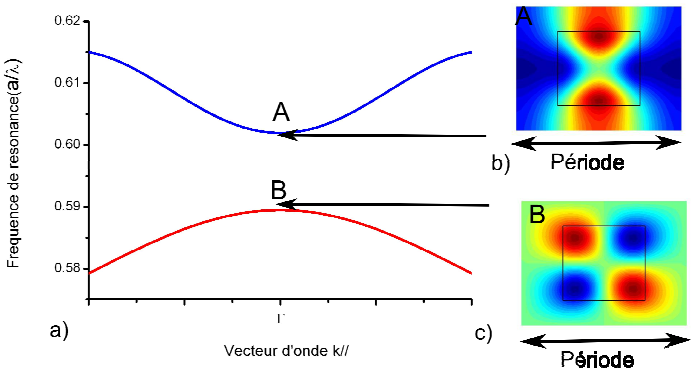


Fig. 2-8 : a) Calcul par la méthode des ondes planes du diagramme de bande d'un cristal photonique membranaire InP/Air de période 0.95 et de facteur de remplissage de 50 % avec une épaisseur de 0.57 µm entouré de SiO2. b et c) Représentation de la distribution du champ électrique Ey parallèle aux fentes du cristal photonique des deux modes situés A et B entourant le bande photonique en incidence normale. La ligne noir fermée délimite la zone InP dans le cristal photonique sur une période.

Le calcul par FDTD du spectre de réflectivité du même cristal photonique soumis à une onde plane en incidence normale est illustré sur la figure 2- 9. On obtient alors qu'une seule résonance située à 1/λ~0.647 µm et correspondant au mode pair.

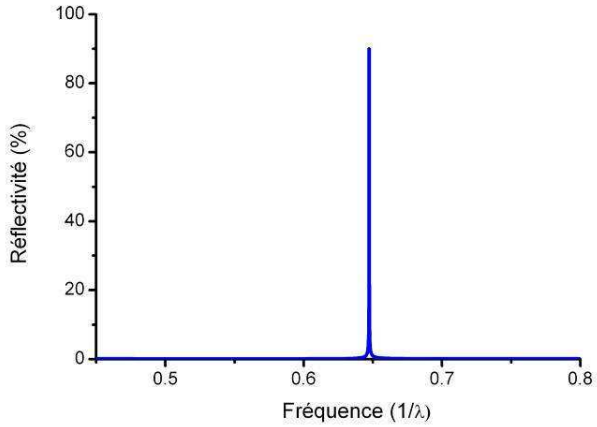


Fig. 2- 9: Calcul du spectre de réflectivité du cristal photonique membranaire de la figure (Fig. 2- 8) en incidence normale par FDTD.

Le décalage entre le positionnement du mode pair sur les figures 2-8 et 2-9 est lié à la différence des méthodes de calculs et à la résolution de nos simulations. On notera simplement aussi que la sélectivité du couplage des modes de Bloch que nous venons d'illustrer n'est plus valable dans le cas d'un CP à profil d'indice asymétrique [17] ou d'une onde incidente gaussienne [18].

2.2.2.5. Durée de vie des photons dans la membrane cristal photonique

La règle de sélection du couplage des modes entourant le gap photonique en Γ permet de déterminer s'il peut y avoir couplage ou non. Elle ne caractérise pas l'amplitude de ce couplage associé à la durée de vie des photons dans la membrane CP. L'interaction d'un mode de Bloch avec le continuum est directement reliée à cette durée de vie (τ) des photons, i.e. le temps de résidence des photons dans la membrane avant d'être réémis vers l'extérieur. Nous venons de voir que cette interaction (couplage) en incidence normale dépend fortement de la symétrie des modes. On distingue alors les modes de Bloch avec un temps de vie infini : c'est le cas des modes impairs en Γ qui ne se couplent pas avec une onde plane extérieure et les modes pairs présentant pour leur part un taux de couplage non nul, donc une durée de vie finie des photons dans la membrane.

Les modes de Bloch à faible taux de couplage vertical en Γ (durée de vie τ élevée) sont très intéressants car ils offrent un fort facteur de qualité ($Q=\omega\tau$) pour la réalisation de dispositifs à émission par la surface avec une compacité verticale (et éventuellement latérale) très importantes [9,19]. Afin d'améliorer (réduire) d'avantage le taux de couplage des modes en Γ, Ben Bakir et al [15] ont placé le cristal photonique au dessus d'un réflecteur de Bragg isolé de ce dernier par un espaceur de SiO_2. Cela permet le contrôle du couplage du mode par un processus d'interférences analogue à celui d'une cavité Fabry Pérot. Le taux de couplage vertical du mode peut être ainsi réduit pour la réalisation de source à émission vertical à très faible seuil. Les modes de Bloch à fort taux de couplages ont été longtemps négligés car ils sont, à priori, peut intéressants pour le confinement de la lumière. Leur étude et exploitation n'ont attiré l'attention que récemment pour la réalisation de réflecteurs ou de polariseur large bande [20-23].

2.2.2.6. Conclusion

En conclusion, des contraintes technologiques limitent la réalisation des dispositifs à cristal photonique 3D ou encore de dimensions infinies. Cela conduit à l'adoption de l'approche membranaire combinant une structuration périodique de l'indice de réfraction dans le plan avec un contrôle par réflexion totale interne à l'interface entre le cristal photonique membranaire et sa gaine dans la direction verticale. Nous avons vu dans ce

paragraphe que la prise en compte de l'épaisseur finie du cristal photonique réel amène à de nouvelles notions et propriétés fondamentales sur la nature des modes de Bloch (guidés ou rayonnés), les phénomènes de résonances et la durée de vie des photons au sein du cristal photonique.

2.2.3. Choix du résonateur cristal photonique 1D

Dans ce travail, nous nous focaliserons sur l'exploitation des modes de Bloch en Γ d'un cristal photonique 1D pour la réalisation du résonateur cristal photonique que nous allons intégrer dans la cavité FP. L'étude du couplage des modes de Bloch en Γ dans un cristal photonique 2D membranaire à maille élémentaire symétrique révèle en effet que seuls les modes dégénérés[6] satisfont aux conditions de couplage en incidence normale [15][24]. Dans le cadre de notre travail, l'exploitation de mode de Bloch dégénéré dans un cristal photonique 2D pour la réalisation du micro-résonateur bifréquence est inadaptée. En effet, le mode Fabry Pérot se couplera dans ce cas, à la même fréquence, à deux ou plusieurs modes dans aux comportements différents dans le CP. Il en résultera par conséquent un composant avec plus de deux fréquences de résonances, ce qui ne répond pas à notre cahier des charges.

Les cristaux photoniques monodimensionnels 1D ne présentent pas de modes dégénérés, la dégénérescence étant déterminée par le nombre de directions équivalentes par symétrie présentes dans la maille élémentaire du cristal photonique. Ils peuvent donc permettre, et de façon évidente, la réalisation de composants sélectifs en polarisation. Dans la suite du manuscrit, on parlera de mode TE lorsque le champ électrique du mode est orienté selon la direction des fentes du cristal photonique 1D, et de mode TM dans le cas contraire.

2.3. Méthodes de conception

Le développement d'un outil de conception de structures photoniques peut nécessiter de grands efforts en programmation, en analyse numérique et être très couteux en temps de calcul. Il existe aujourd'hui diverses méthodes et outils numériques, complémentaires, pour simuler les cristaux photoniques que nous utiliserons dans le cadre de ce travail. Les principales méthodes utilisées sont la méthode des matrices de transfert, la méthode des ondes planes (Plane Wave Expansion : PWE), la méthode des différences finies dans l'espace et le temps (Finite Différence Time Domaine : FDTD). Les simulations PWE

[6] Un mode optique est dit dégénéré lorsqu'il existe deux ou plusieurs fonctions de Bloch possibles pour la même valeur propre ω.

et FDTD ont été réalisées dans ce travail avec les logiciels commerciaux Bandsolve et Fullwave développés par Rsoft [25].

La méthode des matrices de transfert [26,27] est largement utilisée dans la détermination de la réflectivité ou de la transmission et le calcul du profil de champ longitudinal dans un empilement multicouches latéralement infinies.

La méthode des ondes planes [28,29] est basée sur une décomposition en ondes planes des solutions des équations de Maxwell. Cela permet de transformer la résolution des équations de Maxwell en une équation aux valeurs propres. Elle permet le calcul du diagramme de bande de la structure périodique ainsi que le profil de champ associé aux modes de Bloch.

La méthode FDTD est basée sur une discrétisation spatiale et temporelle des équations de Maxwell [30]. La résolution des simulations FDTD dépend du pas d'échantillonnage et de la durée de simulation. L'implémentation des conditions aux limites, de types PML (Perfect Matched Layer), permet la simulation de composant de dimensions finies [31-33]. C'est donc une méthode de conception rigoureuse pour l'étude des structures microphotoniques usuelles. Cependant elle nécessite en général plus de temps et de puissance de calcul.

2.4. Micro-résonateur bifréquence associant un cristal photonique membranaire et une cavité Fabry-Pérot

L'étude analytique de tout phénomène physique, lorsqu'elle est possible, permet une meilleure appréhension du comportement global du système étudié. A cet effet nous aborderons l'étude du résonateur associant un cristal photonique membranaire et une cavité Fabry-Pérot verticale par une analyse basée sur la théorie des modes couplés [34-36]. Les investigations théoriques seront ensuite validées par des simulations numériques FDTD.

2.4.1. Résonance de mode Bloch: formalisme de la théorie des modes couplés

Nous nous intéresserons ici au formalisme de la théorie des modes couplés dans le cas simple d'une membrane cristal photonique résonante monomode. Un cristal photonique membranaire, d'après ce que nous venons de voir, présente toutes les caractéristiques de base d'un résonateur optique. Pour un vecteur $k_{//}$ donné, il existe un nombre discret de modes possibles pouvant exister dans le cristal photonique. Ces modes, lorsque les conditions de couplage vers l'extérieur discutées plus haut sont réunies, peuvent être excités par une onde

incidente ou être utilisés pour émettre, de façon directive, de la lumière vers le continuum rayonné. Nous pouvons donc représenter un cristal photonique membranaire par un résonateur ponctuel supportant le mode de résonance (mode de Bloch) inséré dans un guide optique planaire d'indice effectif n_{eff} [26]. La figure 2-10 décrit les différents processus de réflectivité (S_{-1}/S_{+1}) et de transmission(S_{-2}/S_{+1}) lorsque le cristal photonique est excité par une onde en incidence normale. On obtient donc un système où le résonateur ponctuel communique avec deux ports. Le mode du résonateur est excité par les deux ondes entrantes C_{+1} et C_{+2} et réémet dans les modes sortants C_{-1} et C_{-2}. L'ensemble des processus de réflectivité et transmission aux interfaces et de couplage avec le résonateur détermine la forme finale de la résonance couramment appelée résonance de Fano [35].

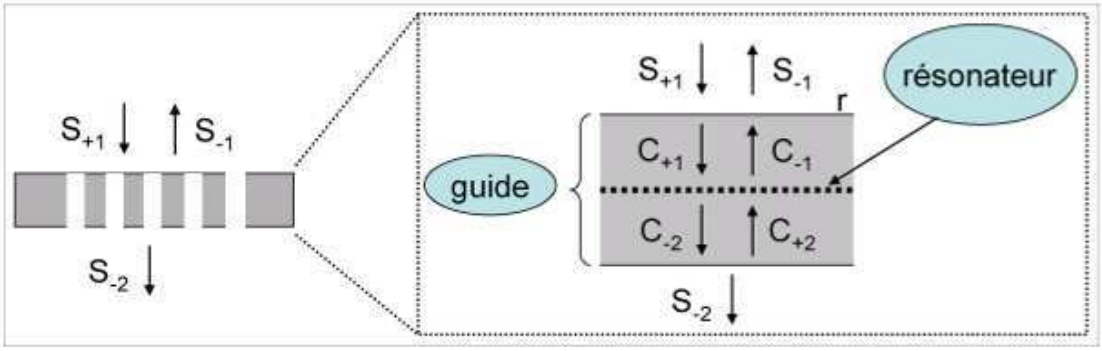


Fig. 2-10 : Représentation schématique d'un cristal photonique membranaire décomposé en un guide membranaire et un résonateur ponctuel et des différents processus optiques mis en jeux lorsque celui-ci est soumis à une onde en incidence normale.

On suppose un résonateur monomode à la fréquence de résonance ω_0. L'interaction du mode du résonateur avec une onde incidente entrante (C_i) sera caractérisée par un taux ou un coefficient de couplage $K_i = k_i e^{j\theta_i}$, avec k_i un réel et θ_i représentant la phase du coefficient de couplage. L'émission du mode vers l'extérieur sera considérée comme l'unique source de perte. Elle sera caractérisée par une durée de vie τ_0 des photons au sein du résonateur. L'évolution de l'amplitude (a) du mode du résonateur est décrite dans ces conditions selon la théorie des modes couplés par l'équation 2. 16 ci-dessous.

$$\frac{da}{dt} = \left(j\omega_0 - \frac{1}{\tau_0} \right) a + K_i C_i \qquad 2.\ 16$$

Sur la figure 2-10 le résonateur communique avec deux ports. Les équations décrivant le comportement du résonateur, sont alors exprimées par les relations 2.17-2.19 [37].

$$\frac{da}{dt} = \left(j\omega_0 - \frac{1}{\tau_0} \right) a + K_1 C_1 + K_2 C_2 \qquad 2.17$$

$$C_{-1} = C_{+2} - K_2^* a \qquad 2.18$$

$$C_{-2} = C_{+1} - K_1^* a \qquad 2.19$$

La différence de phase $\Delta\theta = |\theta_1 - \theta_2|$ est un multiple paire (impaire) de π pour un mode symétrique (antisymétrique) par rapport au plan miroir horizontal du système [26]. Enfin, les relations 2.18 et 2.19 expriment que les ports peuvent communiquer entre eux directement sans interaction avec le résonateur.

Nous supposerons que le mode du résonateur est un mode symétrique. L'étude des relations 2.17-2.19 montre alors qu'on peut simplement relier les ondes entrantes et sortantes par une relation matricielle (2.20 et 2.21). On peut ainsi « *modéliser* » un cristal photonique par un produit de matrices décrivant les processus de réflectivité/transmission à l'interface entre deux milieux, la propagation dans une couche d'épaisseur donnée et la matrice M (2.21) du couplage du résonateur avec les ports [18,26].

$$\begin{bmatrix} C_{+1} \\ C_{-1} \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} C_{-2} \\ C_{+2} \end{bmatrix} \qquad 2.20$$

$$M = \begin{bmatrix} 1 - \dfrac{j/2Q_c}{\omega/\omega_0 - 1} & -\dfrac{j/2Q_c}{\omega/\omega_0 - 1} \\ \dfrac{j/2Q_c}{\omega/\omega_0 - 1} & 1 + \dfrac{j/2Q_c}{\omega/\omega_0 - 1} \end{bmatrix} \qquad 2.21$$

Pour illustrer la validité du formalisme des modes couplés exposé ci-dessus, nous allons comparer le modèle avec des résultats de simulations FDTD. La figure 2-11 illustre le spectre de réflectivité de deux cristaux photoniques membranaires monodimensionnels d'InP/Air entouré par une gaine de SiO_2. Les paramètres géométriques (épaisseur, période et facteur de remplissage) sont choisis pour obtenir une résonance autour de 1.55 μm. Sur cette même figure (Fig. 2-11), nous avons représenté les résultats issus de la méthode des matrices de

transfert où le résonateur est décrit par la matrice M (2. 21) en ajustant le facteur de qualité ($Q_0=\omega_0\tau_0$) et l'indice effectif (n_{eff}) de la membrane[7].

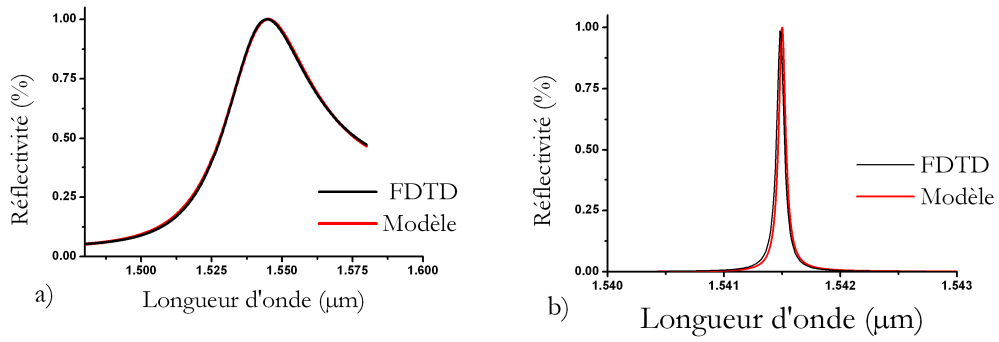


Fig. 2-11 Comparaison des calculs du spectre de réflectivité d'un cristal photonique membranaire d'InP par simulation numérique FDTD et l'analyse par la théorie des modes couplés. a) le cristal photonique a une période 0.8 μm avec un facteur de remplissage de 0.74% en InP dans une membrane de 0.25 μm d'épaisseur. b) le cristal photonique a une période 0.95 μm avec un facteur de remplissage de 0.5% en InP dans une membrane de 0.57 μm d'épaisseur.

On remarque sur la figure 2-11 que le modèle est en très bon accord avec les simulations FDTD que ce soit dans le cas d'une faible ou d'une forte résonance. Ceci démontre que le modèle issu de la théorie des modes couplés peut être utilisé pour un travail de conception rapide. C'est un modèle très intéressant pour le calcul de la réponse spectrale de n'importe quel empilement de multicouches comportant une ou plusieurs membranes à cristaux photoniques. Le modèle peut être adapté pour prendre en compte toutes les sources de pertes optiques autres que le couplage du mode du résonateur vers les ports, comme les pertes par absorption ou les fuites latérales dans un cristal photonique de dimensions finies [18,26]. Cependant il convient de signaler que ce modèle, qui exploite des paramètres phénoménologiques tels que les taux de couplage, ne permet pas de concevoir des dispositifs réels qui nécessitent toujours l'utilisation de méthodes numériques précises comme la FDTD.

[7] Notons que l'indice effectif d'une membrane cristal photonique constituée par deux matériaux d'indice n_1 et n_2 est généralement approximée par la relation $n_{eff}=\sqrt{ff\times n_1^2+(1-ff)\times n_2^2}$ où ff est le facteur de remplissage du matériau d'indice n_1 sur une période. Cependant pour un meilleur accord du modèle avec les résultats FDTD nous avons ajusté les valeurs utilisées dans nos simulations

2.4.2. Modèle analytique du micro-résonateur bifréquence

2.4.2.1. Développement du modèle analytique

Nous venons de montrer qu'un cristal photonique membranaire résonant peut être représenté par un résonateur ponctuel au sein d'un guide d'onde membranaire. Le résonateur est caractérisé par sa fréquence de résonance ω_0 et son facteur de qualité Q_0 ou la durée de vie des photons τ_0 ($Q_0=\omega_0\tau_0$). Le micro-résonateur étudié dans ce travail est donc équivalent à un résonateur inséré au sein d'une cavité Fabry Pérot verticale (Fig. 2-12).

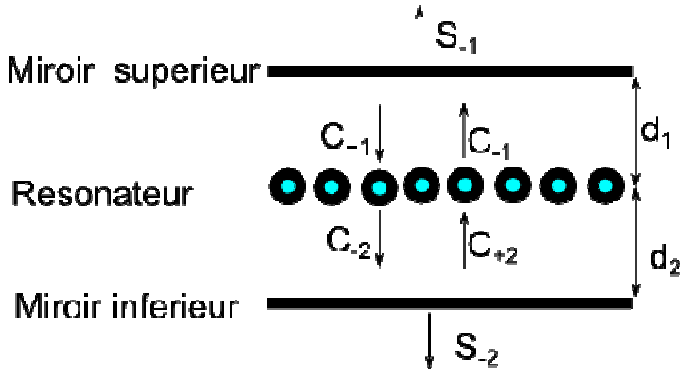


Fig. 2-12 : Représentation schématique du micro-résonateur associant un résonateur ponctuel et une cavité Fabry Pérot verticale couplés.

Par commodité, nous considérerons deux miroirs identiques de réflectivité r réelle et positive. La relation entre l'onde excitatrice et sortante du résonateur pour chaque port s'écrit alors:

$$\begin{aligned} \alpha_i C_{+i} &= rC_{-i} \\ \alpha_i &= e^{j\frac{4\pi}{\lambda}d_i} \end{aligned} \qquad 2.\ 22$$

On souhaite connaitre la ou les fréquence(s) de résonance(s) du système lorsqu'il est excité par une source monochromatique $e^{j\omega t}$ situé au sein du résonateur. L'équation 2. 17 devient dans ce cas :

$$\frac{da}{dt} = \left(j\omega_0 - \frac{1}{\tau_0} \right) a + K\left(C_1 + C_2\right) + e^{j\omega t} \qquad 2.\ 23$$

On montre alors que l'amplitude du mode du résonateur est décrite par la relation 2. 24.

$$a(t) = \frac{e^{j\left(\omega t - \pi/2\right)}}{\left(\omega - \omega_0 - \frac{j}{\tau_0}\frac{r^2 + (\alpha_1 + \alpha_2)r + \alpha_1\alpha_2}{\alpha_1\alpha_2 - r^2}\right)} \qquad 2.\ 24$$

La sortie du système s'exprime par l'équation 2. 25 où t représente la transmission en amplitude des miroirs.

$$s_i \propto t\frac{(\alpha_j + r)}{(\alpha_i\alpha_j - r^2)}Ka\ ,\ i \neq j \qquad 2.\ 25$$

Cette dernière équation montre essentiellement que les fréquences propres du résonateur, i.e. les pôles de l'équation 2.24, sont aussi les fréquences de résonances de la réponse du système. Le facteur multiplicatif de a dans l'équation 2. 25 traduit simplement les fréquences de résonances type Fabry-Pérot en dehors de la zone de couplage entre les deux résonateurs optiques.

2.4.2.2. Résonance bifréquence

On sait que les résonances Fabry Pérot sont définies pour une cavité longueur d'onde $L=p\lambda$ ou demi-longueur d'onde $L=(p+1/2)\lambda$ avec p un entier naturel. Le spectre normalisé s/s_{max} (2.25) est donné sur la figure 2-13 pour une structure symétrique ($d_1=d_2$) avec une longueur optique de cavité λ_0 et $1.5\lambda_0$ ($\lambda_0=1.55\ \mu m$) et un facteur de qualité $Q_0=5000$. La réflectivité r est fixée à 0.99.

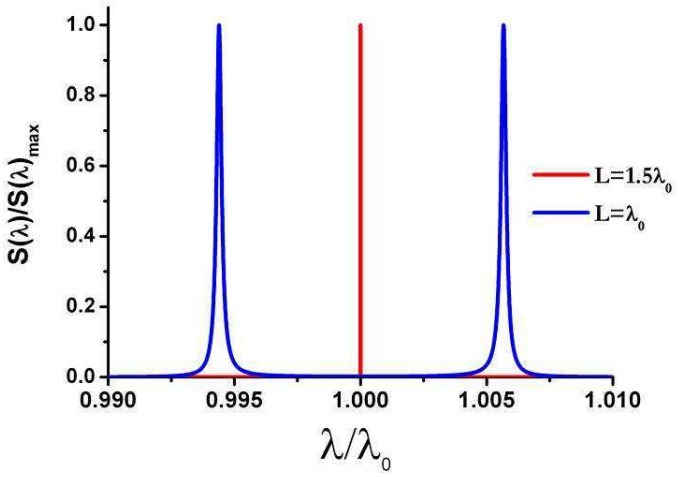


Fig. 2-13 Calcul du spectre sortie du système cavité Fabry-Pérot et résonateur couplés (2. *25*) pour une structure symétrique pour deux épaisseur optiques de cavité (λ_0 et $1.5\lambda_0$). La réflectivité r est fixé à 0.99 et le facteur de qualité est Q_0=5000.

On peut observer qu'il y a une double résonance uniquement dans le cas d'une cavité λ_0. Cette double résonance révèle un couplage optique entre les modes du résonateur ponctuel et de la cavité Fabry-Pérot. Ce couplage, peut s'interpréter en termes de recouvrement entre les champs des deux modes.

En effet pour une cavité λ et r positif, les ondes $C_{\pm i}$ interférent constructivement sur le résonateur situé au centre de la microcavité. Il en résulte un mode Fabry-Pérot avec un profil de champ vertical symétrique par rapport au plan miroir du système. On rappelle que la relation 2.23 suppose que le mode du résonateur est un mode symétrique ($K=K_1=K_2$ et $\Delta\theta= 2m\pi$). Les profils des modes du résonateur et celui de la cavité Fabry Pérot verticale étant de même symétrie, leur recouvrement est donc optimal. Il en résulte un couplage optique qui conduit à deux nouvelles longueurs d'ondes de résonances (λ_1 & λ_2) situées de part et d'autre de la longueur d'onde centrale λ_0. Pour une cavité Fabry-Pérot demi-longueur d'onde, les ondes $C_{\pm i}$ sont en interférences destructives sur le résonateur. Le mode FP résultant est antisymétrique par rapport au plan miroir du système et son recouvrement avec le mode du résonateur est nul. Il n'y a donc aucun couplage. On obtient par conséquent une unique résonance localisée à λ_0 (Fig. 2-13).

Afin de consolider notre analyse du couplage optique, nous avons représenté sur la figure 2-14 le spectre s/s_{max} dans le cas d'une structure dissymétrique (d_1-d_2=$0.25\lambda_0$) où le

résonateur est décalé sur une distance quart d'onde par rapport au centre de la structure. Pour une telle configuration, le résonateur est situé sur un nœud du champ du mode Fabry-Pérot pour la cavité d'épaisseur optique longueur d'onde λ_0 et sur un maximum du champ pour la cavité d'épaisseur optique demi-longueur d'onde $1.5\lambda_0$. Le recouvrement entre les champs du mode du résonateur et celui de la cavité Fabry-Pérot est par conséquent nul dans le premier cas et optimal pour la seconde configuration. On remarque alors que la réponse spectrale s/s_{max} est inversée par rapport à la figure 2-13. Ces résultats sont en conformité avec la périodicité du champ Fabry Pérot.

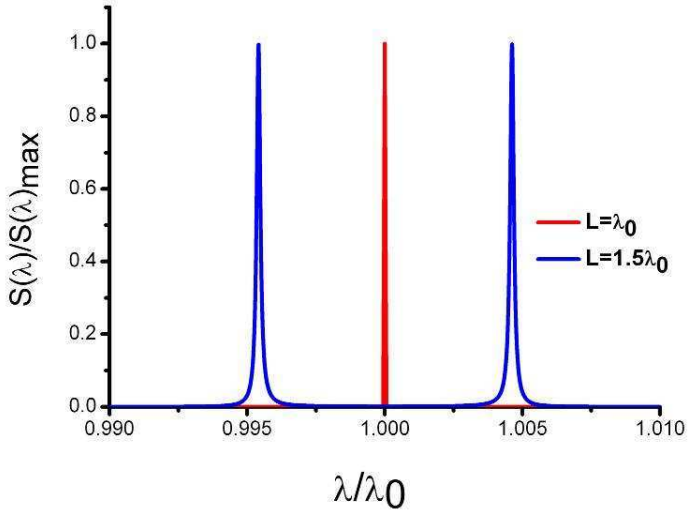


Fig. 2-14 Calcul du spectre sortie du système cavité Fabry-Pérot et résonateur couplés (2. 25) pour une structure dissymétrique (d_1-d_2=0.25λ_0)

Pour conclure ce paragraphe, nous venons de démontrer que le couplage est déterminé par l'intégrale de recouvrement des champs électromagnétiques des modes du résonateur et celui de la cavité Fabry-Pérot. Il convient cependant de signaler que la résonance bifréquence ne peut être observable que si la différence de fréquence (Δf) ou de longueur d'onde ($\Delta \lambda$) entre les deux résonances est supérieure à la largeur à mi-hauteur de la résonance du la cavité Fabry-Pérot seule. Nous verrons dans la suite que cette condition seule est insuffisante pour obtenir la résonance bifréquence.

2.4.2.3. Détermination de la différence de fréquence Δf

Une caractéristique essentielle du micro-résonateur bifréquence est la différence de fréquence $\Delta f=f_2-f_1$ entre les deux résonances. Dans cette partie, nous allons considérer uniquement un système symétrique avec ($d_1=d_2$). On supposera que les nouvelles fréquences

de résonance,f, sont tel que $|\xi| = \left|\frac{f - f_0}{f_0}\right| << 1$ (**i**). On peut donc exprimer α (2. 22) sous la forme d'un développement limité de Taylor (2. 26).

$$\alpha = 1 + j2p\pi\xi \qquad 2.\ 26$$

De plus nous supposerons que la durée de vie des photons dans le résonateur est supérieure au temps de propagation aller-retour d'une onde dans la cavité Fabry Pérot (ii). Cela équivaut mathématiquement à écrire $Q_c \gg p$. Cette dernière hypothèse est tout à fait justifiée pour des structures avec une épaisseur réaliste. Ces deux hypothèses ((i) et (ii)) nous permettent alors d'établir la relation 2. 27 donnant la position des nouvelles résonances en fonction de l'épaisseur de la cavité (L=pλ) et du facteur de qualité du résonateur (Q0).

$$\xi = \pm\sqrt{\frac{1}{2p\pi Q_0}} \qquad 2.\ 27$$

Cette équation démontre que Δf dépend non seulement du facteur de qualité du résonateur mais également de l'amplitude du champ Fabry-Pérot via le paramètre p. En somme, la force du couplage est déterminée par le taux de couplage du mode du résonateur (cristal photonique) et l'intensité du champ du mode Fabry Pérot à l'emplacement de ce dernier.

2.4.2.4. Régimes de couplage fort et faible

Nous avons interprété précédemment le couplage optique entre le résonateur ponctuel et la cavité Fabry-Pérot en termes de recouvrement des champs électromagnétiques de leur mode respectif. Dans cette section, nous considérerons que la condition de recouvrement non nul est satisfaite et qu'un couplage optique entre les deux résonateurs apparaît. La résonance bifréquence ne sera cependant observable que si la différence de fréquences (Δf) est supérieure à la largeur à mi-hauteur de la résonance Fabry-Pérot : c'est le régime de couplage fort (2.28).

$$\frac{\Delta f}{f_0} \geq \frac{1}{Q_{FP}} \qquad 2.\ 28$$

où Q_{FP} désigne le facteur de qualité de la résonance Fabry-Pérot seule (2.15). Ceci nous amène à discuter les conditions de résonance bifréquence en fonction de la réflectivité R ($R=r^2$) des miroirs de la cavité Fabry-Pérot. On peut montrer, en exploitant les relations 2. 15, 2.27 et 2.28, que la condition du couplage fort est satisfaite lorsque la réflectivité en

intensité (R) des miroirs est supérieure à une valeur limite R_0 (2.29), pour un résonateur de facteur de qualité Q_0 donné et une cavité Fabry-Pérot d'épaisseur optique ($L=p\lambda$) connue. Ceci illustre que la valeur R_0 dépend par conséquent de la force de couplage entre les deux résonateurs. La réflectivité limite (minimale) R_0 est d'autant plus élevée que le couplage est faible, c'est-à-dire pour une différence de fréquence faible.

$$R \geq R_0 = 1 - p\pi\frac{\Delta f}{f_0} = 1 - \sqrt{\frac{4p\pi}{Q_0}} \qquad 2.\ 29$$

A ce stade, nous pouvons distinguer deux situations. Premièrement, pour $Q_0<Q_{FP}$ on peut constater que la condition de couplage fort est toujours satisfaite. On obtiendra alors une résonance bifréquence pourvue que la condition du recouvrement non nul soit satisfaite. Dans le second cas où $Q_0>Q_{FP}$, on distingue deux régimes : un régime de couplage fort pour $R>R_0$ et un régime de couplage faible où $R<R_0$. Pour une cavité d'épaisseur optique $2\lambda_0$ et un résonateur de facteur de qualité $Q_0=5000$, on obtient $R_0=0.929$. La figure 2-15 montre le spectre s/s_{max} (2.25) pour différentes valeurs de réflectivité R. On remarque alors que la résonance bifréquence n'est observée distinctement que pour $R>R_0$.

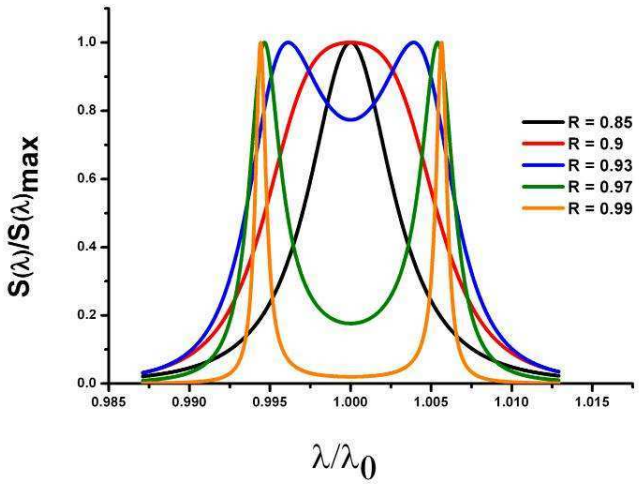


Fig. 2-15 : Calcul du spectre de sortie normalisé s/s_{max} pour différentes valeurs de réflectivités R et pour une cavité d'épaisseur optique $2\lambda_0$ et $Q_0=5000$.

2.5.2.5. Accord spectral

Pour l'étude du couplage entre le résonateur ponctuel et la cavité Fabry-Pérot, nous avons supposé implicitement que les deux résonateurs optiques étaient à la même fréquence

ou longueur d'onde de résonance. Dans cette section, on s'intéressera à l'effet du désaccord spectral entre les deux résonateurs sur le couplage optique. La résonance du résonateur ponctuel étant fixe, on considérera une variation de la longueur d'onde du mode Fabry-Pérot autour de la longueur d'onde centrale λ_0.

On rappelle que la longueur d'onde de résonance d'une cavité Fabry Pérot est déterminée par l'épaisseur optique effective de la cavité. Par conséquent une modification de l'épaisseur de la cavité entrainera une variation de sa résonance. Nous considérons ici un système symétrique où le résonateur ponctuel est au centre de la cavité Fabry-Pérot quelque soit l'épaisseur de cette dernière. Les courbes de l'évolution des fréquences de résonances de s/s_{max} (2.25) et de leur facteur de qualité en fonction de l'épaisseur optique de la cavité Fabry-Pérot sont représentées sur la figure 2-16. Le facteur de qualité du résonateur ponctuel est fixé à Q_0=5000 et la réflectivité r est égale à 0.99 comme précédemment (section 2.4.2.2).

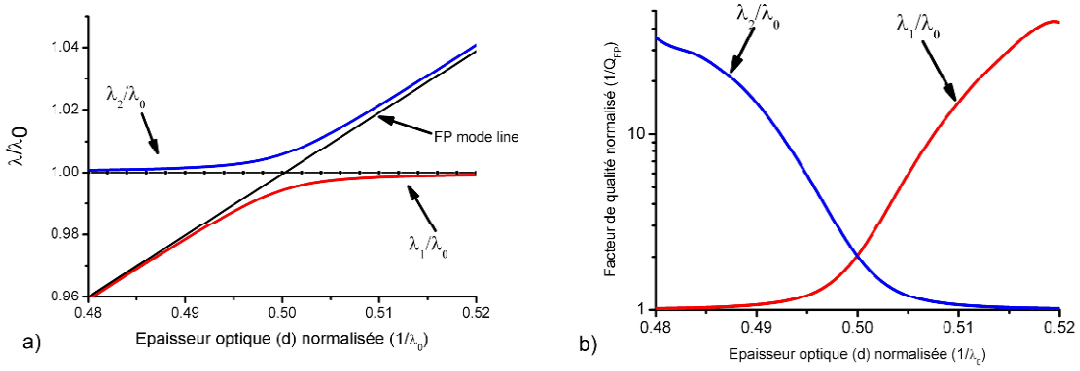


Fig. 2-16 : Représentation de l'évolution a) des résonances et b) de leur facteur de qualité en fonction de l'épaisseur optique réduite de la demi-cavité Fabry-Pérot.

Par commodité, nous désignerons par λ_1 (resp : λ_2) la longueur d'onde de résonance inférieure (resp : supérieure). La figure 2-16(a) montre que la différence de longueur d'onde $\Delta\lambda = |\lambda_2 - \lambda_1|$ atteint un minimum lorsque l'épaisseur de la cavité Fabry-Pérot est égale à λ_0 : c'est le point d'anti-croisement. Le résonateur ponctuel et la cavité Fabry-Pérot sont alors parfaitement en résonance à λ_0 et le couplage est maximum. Loin du point d'anti-croisement, on obtient deux modes de résonances indépendants : un mode Fabry Pérot décrivant la droite définie par la condition de résonance d'une cavité Fabry-Pérot (2.13) et une résonance à λ_0 correspondant au mode du résonateur ponctuel. La figure 2- 16(b) montre l'évolution des facteurs de qualités déterminés par la largeur à mi-hauteur des pics de résonances. On remarque que le mode du résonateur présente un très fort facteur de qualité loin de l'anti-

croisement puisqu'il n'y a pas de couplage avec le mode Fabry-Pérot (qui est sa seule « porte de sortie »). Le facteur de qualité du mode Fabry-Pérot reste pour sa part constant et peut être exprimé par la relation 2. 30 à partir des équations 2. 12 et 2. 13.

$$Q_{FP} = \frac{p\pi}{1-R} \qquad 2.\ 30$$

A l'approche du point d'anti-croisement, les modes sont une combinaison linéaire des modes du Fabry-Pérot et du résonateur. Au point d'anti-croisement, cette combinaison linéaire est équilibrée et les modes ont donc un facteur de qualité double de celui du Fabry-Pérot.

2.4.2.6. Discussion : réalisation d'une différence de fréquence de l'ordre du térahertz

L'objectif du travail de la thèse est la réalisation d'un composant actif bifréquence avec une différence de fréquence de l'ordre de 1THz entre les deux modes (soit 8 nm vers 1.55µm). Comme démontré dans la section d'étude analytique, la différence de fréquence entre les deux modes du système dépend de la force du couplage. Pour obtenir une différence de fréquence faible de l'ordre du térahertz, il faut soit utiliser un cristal photonique à fort facteur de qualité soit diminuer le recouvrement optique entre le mode de ce dernier et celui de la cavité Fabry-Perot.

La première option concerne le cas d'un recouvrement optimal entre les modes du résonateur et de la cavité Fabry Pérot. L'analyse de la relation 2.27 démontre alors que le facteur de qualité Q_0 du résonateur ponctuel doit être égal ou supérieur à 25000/p pour obtenir une différence de fréquence de l'ordre du térahertz. Cette condition de facteur de qualité très élevé représente un défi technologique majeur car une forte résonance sera d'autant plus sensible à toutes perturbations ou déviations expérimentales (défaut de fabrication, rugosité de surface et des flancs, pertes par absorptions ou fuites latérales …).

Pour un cristal photonique à faible résonance, la différence de fréquence peut être très grande si le recouvrement entre les modes est optimal. Pour réduire cette différence de fréquence, il faut donc diminuer la force du couplage à travers un affaiblissement un recouvrement entre les modes de la cavité Fabry Pérot et du résonateur cristal photonique. Cela revient à ajuster simplement la position du résonateur cristal photonique entre un maximum et un nœud du champ du mode Fabry-Pérot de manière à minimiser le recouvrement et ainsi réduire la force du couplage. C'est cette dernière voie qui sera privilégiée dans ce travail et décrite dans la partie expérimentale (Chapitre 3 et 4).

2.4.2.7. Conclusion

Nous avons présenté dans cette section un modèle analytique du micro-résonateur constitué par un résonateur ponctuel (cristal photonique) inséré au sein d'une cavité Fabry-Pérot verticale. Cette étude nous a permis d'analyser les conditions nécessaires pour la réalisation du couplage entre ces deux résonateurs. Nous avons montré notamment que l'intensité de ce couplage est déterminée par le recouvrement spatial des champs électromagnétiques des modes de la cavité Fabry Pérot et du résonateur (cristal photonique) d'une part et du taux de rayonnement du mode du résonateur d'autre part. Nous avons montré aussi que la résonance bifréquence n'est possible que dans le régime de couplage fort. Enfin nous avons discuté des différentes solutions possibles pour la réalisation d'un micro-résonateur bifréquence présentant une différence de fréquence de l'ordre du térahertz.

2.5. Validation numérique

2.5.1. Structure latéralement infinie

L'objectif de cette section est la validation numérique du principe de fonctionnement de la microcavité bifréquence que nous venons d'exposer. A cet effet, nous allons comparer les conclusions du modèle analytique aux résultats de simulations numériques 2D-FDTD dans le cas de structures latéralement infinies et passives. On appliquera pour cela des conditions aux limites périodiques dans le plan alors que des couches PML [31-33] placées verticalement permettront de simuler une propagation en espace libre au delà du domaine de simulation.

La microcavité est constituée par une membrane cristal photonique monodimensionnel (InP/Air) résonante insérée au sein d'une cavité Fabry Pérot verticale formée par deux miroirs de Bragg Si/SiO_2 comportant chacun 4 alternances bicouches (Fig. 2-17).

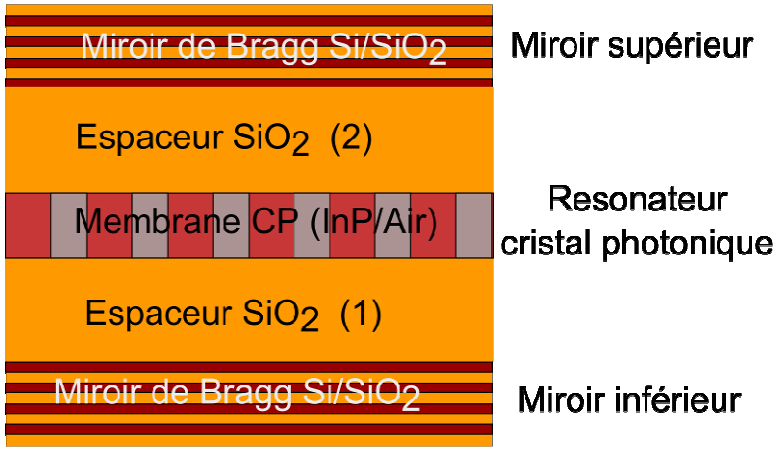


Fig. 2-17: Representation schématique du micro-résonateur bifréquence constitué par une membrane cristal photonique monodimensionnel InP/Air et d'une cavité Fabry Pérot verticale.

Nous nous intéresserons dans cette section au cas d'une structure symétrique avec un cristal photonique à fort facteur de qualité. La conception d'un exemple de micro-résonateur bifréquence avec un cristal photonique à faible résonance sera présentée dans les chapitres suivants.

Nous considérons le cristal photonique membranaire dont le spectre de réflectivité est illustré sur la figure 2-11(b). Le spectre de réflectivité ainsi que le profil de champ électrique (TE) du mode de résonance sont reproduits sur la figure 2-18 ci-dessous. Ce spectre présente une résonance autour de 1.5416 μm avec un facteur de qualité de l'ordre de 2.10^4 estimé par sa largeur à mi-hauteur. La comparaison avec le spectre obtenu par le formalisme des modes couplés permet d'estimer l'indice effectif de la membrane à $n_{eff} = 2.71$ environ et le facteur de qualité du résonateur ponctuel correspondant à près de 4.10^4. On notera que ce facteur de qualité est largement suffisant pour la réalisation d'un micro-résonateur bifréquence avec une différence de fréquence l'ordre du térahertz quelque soit de l'ordre du mode Fabry Pérot que l'on exploitera (section 2.4.2.6).

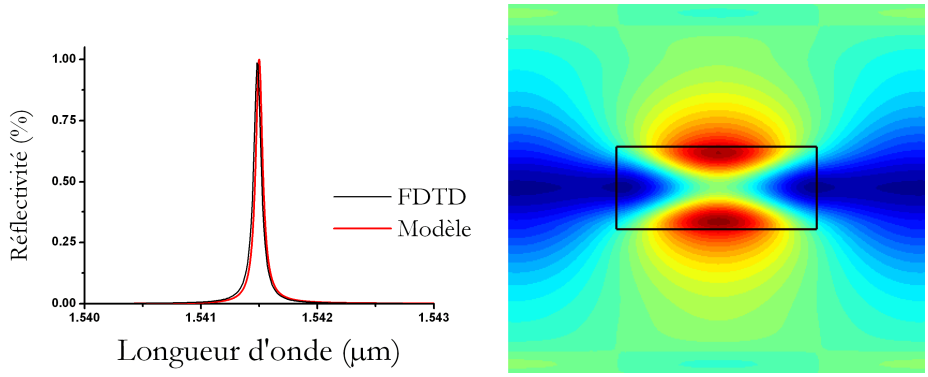


Fig. 2-18: Calcul par FDTD du spectre de réflectivité (à gauche) d'un cristal photonique InP/Air 1D (Période=0.95 μm, épaisseur = 0.57 μm avec un facteur de remplissage de 50%) entouré de part et d'autre de SiO_2 et de la distribution spatiale (à droite) du profil de champ électrique (mode TE : champ parallèle à la direction des fentes) du mode de résonance autour de 1.5416 μm. La zone encadrée en trait plein noir délimite la région InP dans le cristal photonique.

2.5.1.1. Évolution des résonances et de leur facteur de qualité.

La figure 2-19 compare, pour le dispositif complet, les résultats de simulations 2D-FDTD et le modèle matriciel issu du formalisme des modes couplés. L'évolution des résonances et de leur facteur de qualité y sont représentés en fonction de l'épaisseur optique normalisée d/d_0 de l'espaceur SiO_2 où d_0 est l'épaisseur à l'anti-croisement. Il faut noter que les irrégularités sur la variation du facteur de qualité des deux résonances sont dues, pour les forts Q, à la résolution numérique (paramètres de maillage spatial et temporel en FDTD).

Ces résultats montrent que notre modèle analytique décrit correctement le comportement du système couplé cavité Fabry-Pérot verticale et résonateur cristal photonique membranaire. Le minimum de Δf est atteint pour une épaisseur optique de cavité totale de $2.5\lambda_0$ incluant celle du cristal photonique. Ce résultat est en accord avec l'explication antérieure du couplage basée sur le recouvrement entre les champs du mode Fabry Pérot et celui du cristal photonique membranaire (section 2.4.2.2). En effet, la réflectivité du miroir de Bragg est négative puisque la première réfraction s'effectue d'un milieu de faible indice (SiO_2 : le gap entourant le cristal photonique) vers un milieu de fort indice (Si : première couche du miroir de Bragg). Dans ces conditions, le mode Fabry Pérot présente un maximum de champ au centre de la structure pour une cavité demi-longueur d'onde et un nœud au centre pour une cavité longueur d'onde. La différence de fréquence à l'anti-croisement est de 0.416THz avec deux résonances à λ_1 =1539.6 nm and λ_2 = 1542.9

nm contre 0.49 THz, valeur estimée à partir de la relation 2. 27. Le facteur de qualité des deux modes à l'anti-croisement est identique et de l'ordre Q_c~8000.

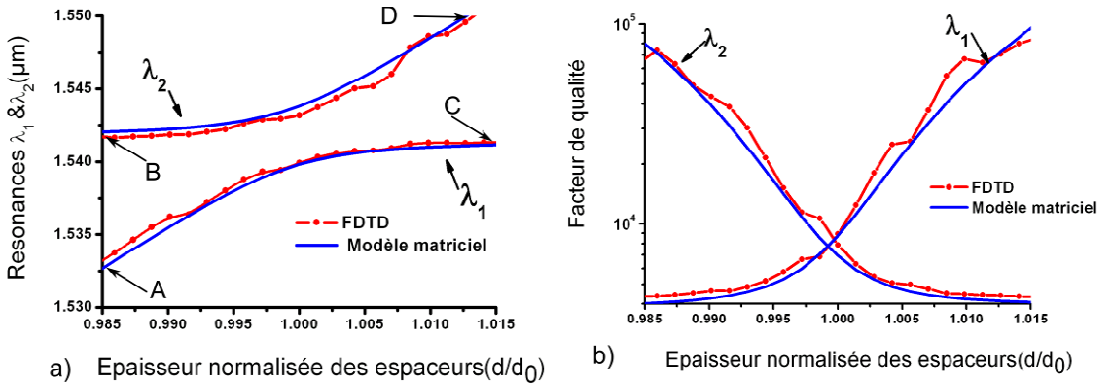


Fig. 2-19 Representation de l'évolution des résonances et de leur facteur de qualité du micro-résonateur bifréquence en fonction de l'épaisseur de l'espaceur SiO_2 (Fig. 2-17)

La figure 2-19 montre par ailleurs un accord remarquable entre le modèle matriciel et les simulations FDTD concernant l'évolution des fréquences de résonances et de leurs facteurs de qualité.

2.5.1.2. Distribution spatial des nouvelles résonances

Le calcul exact de la distribution spatiale des modes reste l'un des avantages majeurs des méthodes numériques. On rappelle que lorsqu'on est loin de l'anti-croisement, on obtient deux résonances indépendantes car il n'y a aucun couplage. La distribution spatiale des modes correspond donc à celle d'un mode Fabry Pérot pur pour l'une et à celle du mode de Bloch du cristal photonique pour l'autre. Cela est illustrée sur la figure 2-20 où nous avons représenté le profil du champ électrique pour les résonances aux point A, B, C, D de la figure 2-19.

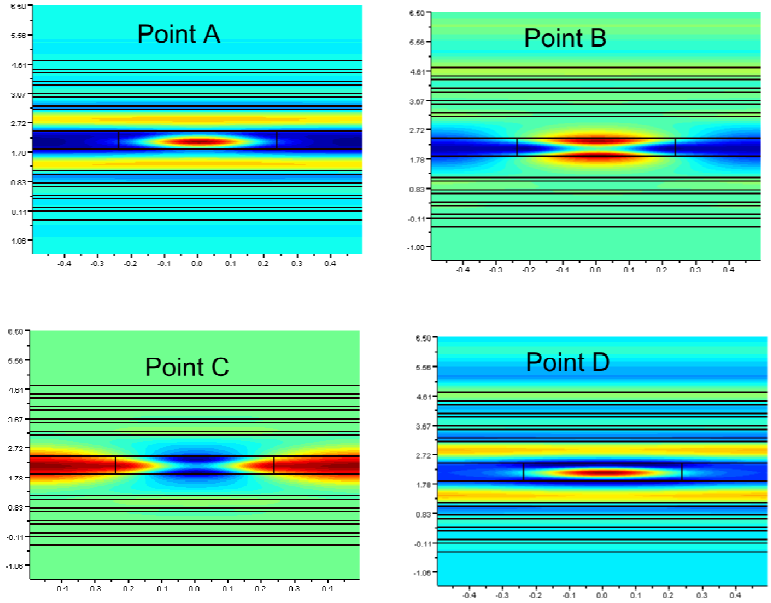


Fig. 2-20 : Représentation du profil de champ des modes du micro-résonateur au points A,B,C,D (Fig. 2-19). Les trains plein délimite la zone entre différent matériaux.

Les points A et B sont avant l'anti-croisement, C et D sont après l'anti-croisement. On remarque que les modes aux points B et C montrent un profil de champ identique à celui du cristal photonique seul avec une forte concentration du champ sur la zone cristal photonique. Les modes aux points A et D présentent un profil de distribution type Fabry Pérot modifié par la distribution latérale de l'indice dans le pan du cristal photonique. Les modes optiques des points A et D s'étendent par conséquent largement dans les espaceurs de SiO_2 à l'inverse des modes des points B et C.

A l'anti-croisement, on obtient deux modes hybrides issus du couplage optique entre les deux résonateurs optiques. La distribution spatiale de ces modes est une combinaison linéaire équilibrée des modes de la cavité Fabry-Pérot et du cristal photonique. Le champ des modes à l'anti-croisement est présenté sur la figure 2- 21.

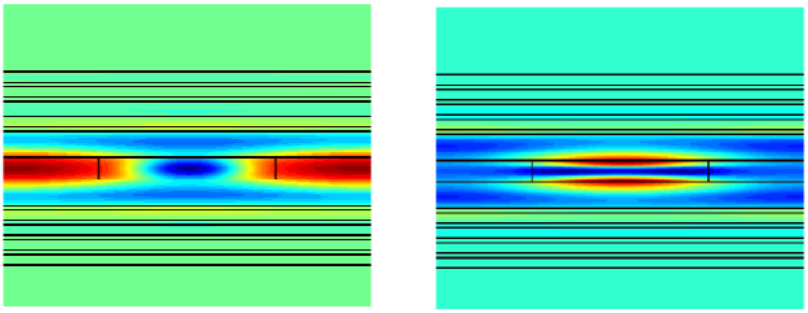


Fig. 2- 21 : Représentation du profil de champ des modes hybrides à l'anti-croisement. a) à λ1 =1539.6 nm and b) λ2 = 1542.9 nm.

Nous avons démontré précédemment que le facteur de qualité des modes à l'anti-croisement est identique pour les deux modes et égal au double de celle de la cavité Fabry Pérot. Cela indique que la contribution de chacun des deux modes parents est du même poids ou intensité pour les deux modes hybrides. A cet effet, nous poserons que les modes hybrides sont déterminés par 0.5(FP±CP), où FP désigne le profil du mode Fabry Pérot et CP celui du mode cristal photonique. Un traitement numérique permet alors de reconstituer le mode cristal photonique et d'extraire le profil du mode de la cavité Fabry-Pérot. La figure 2-22 illustre le profil du champ du mode cristal photonique et du mode Fabry Pérot ainsi obtenu. On peut remarquer que les deux modes présentent une distribution de champs similaires à celles reportées sur les images de la figure 2-20. Ces analyses viennent donc conforter le fait que les modes hybrides sont composés à poids égal par le mode Fabry Pérot et le mode cristal photonique parents.

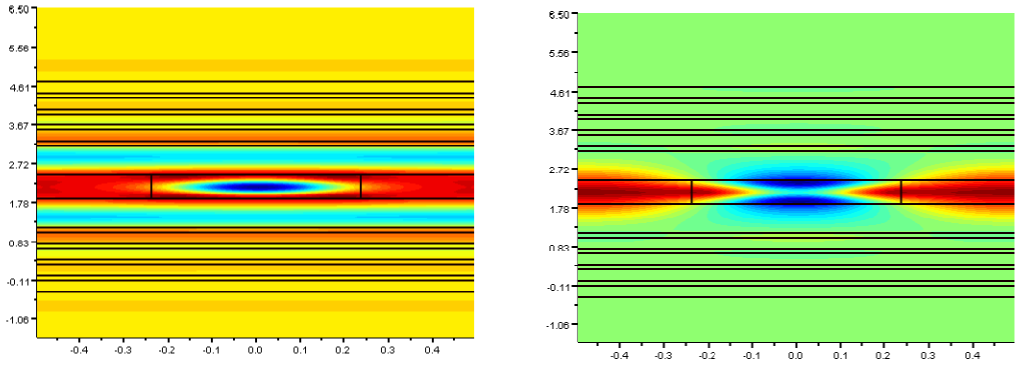


Fig. 2-22 : Calcul du profil de champ des modes Fabry Perot et cristal photonique à partir de la distribution des champs des modes hybrides (Fig. 2- 21). A gauche le mode Fabry Perot et à droite le mode cristal photonique.

2.5.1.3. Résumé

Nous venons de valider numériquement le principe de fonctionnement du micro-résonateur bifréquence dans le cas de structures latéralement infinies. Les simulations numériques ont permis de confirmer les observations issues de l'étude du modèle analytique. La méthode matricielle a montré un bon accord avec les simulations numériques tant pour la variation des résonances que pour l'évolution de leur facteur de qualité respectif. Elle représente donc un outil efficace pour l'évaluation rapide de la réponse du micro-résonateur. Notamment dans le cas de structures à fort facteur de qualité, elle permet d'éviter de longues simulations FDTD. L'étude du profil des champs de modes hybrides à l'anti-croisement a permis de confirmer que ces modes sont équitablement répartis entre les modes Fabry Pérot et cristal photonique parents.

2.5.2. Structure de dimension latérale finie

2.5.2.1. Conception

Dans les sections antérieures, nous avons considéré des structures parfaites et latéralement infinies sans aucunes sources de pertes indésirables. Ces pertes additionnelles peuvent conduire à une détérioration significative des caractéristiques d'un dispositif optique. Dans le cas de structures photoniques, les sources de pertes additionnelles concernent en général les pertes par absorption liées non seulement à la nature des matériaux mais aussi aux défauts de fabrication et les fuites latérales liées aux dimensions finies des dispositifs. La

prise en compte des pertes latérales est par conséquent indispensable pour la conception du micro-résonateur bifréquence.

On considère la cavité bifréquence de la section précédente. Afin de simuler des dispositifs de dimensions latérales finies, des couches absorbantes PML seront ajoutées selon l'axe horizontal dans les simulations 2D-FDTD. Les simulations numériques ont été réalisées pour des structures de ~21 µm de large approximativement. Le facteur de qualité du cristal photonique chute de moitié. Celui du résonateur ponctuel correspondant passe par conséquent de 4.10^4 à 2.10^4. Pour la structure complète, l'évolution des résonances et de leur facteur de qualité sont représentées sur la figure 2-23 ci-dessous.

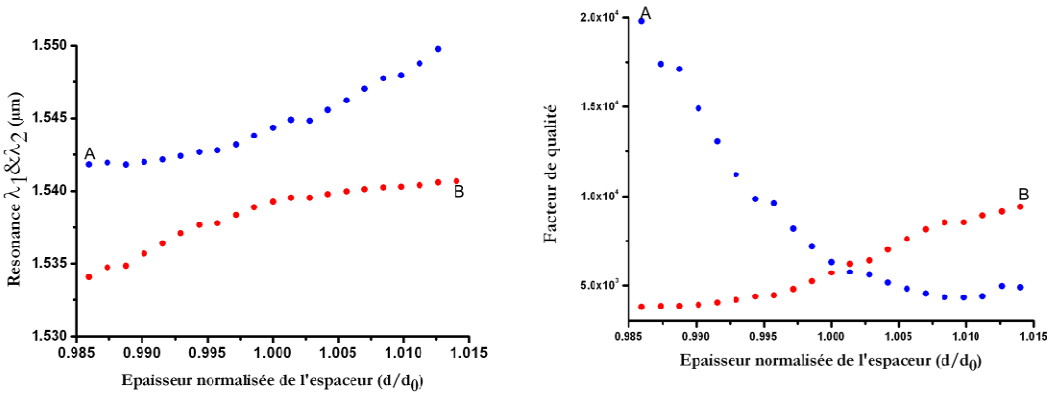


Fig. 2-23 : Variation des résonances du micro-résonateur bifréquence et de leur facteur de qualité en fonction de l'épaisseur de la cavité pour une structure de ~21 µm de largeur.

La différence de fréquence à l'anti-croisement est de 0.6 THz, contre 0.4 THz dans le cas de structure latérale infinie. Cette différence s'explique principalement par les pertes latérales du cristal photonique. La relation 2.27 prédit pour un résonateur ponctuel de facteur de qualité de 2.10^4 et une épaisseur de cavité de $2.5\lambda_0$ une différence de fréquence optimale de Δf~0.67 THz. Ceci est en bon accord avec les résultats numériques. On observe une diminution générale du facteur de qualité des modes par rapport au cas d'une structure infinie. A l'anti-croisement le facteur de qualité est de Q~6000 pour les deux modes contre Q~8000 précédemment pour une structure latéralement infinie. Cette diminution s'explique par les pertes latérales de la cavité Fabry Pérot réduite à 21 µm large et si l'on considère une répartition équilibrée des modes hybrides entre les 2 modes parents.

2.5.2.2. Discussion sur l'évolution du facteur de qualité

Sur la figure 2-23 ci-dessus, on peut remarquer cependant que l'évolution du facteur de qualité des deux modes du système n'est plus symétrique par rapport au point d'anti-croisement comme précédemment (Fig. 2-19). En effet la contribution des pertes latérales sur la résonance correspondant au mode du cristal photonique n'est pas identique avant et après le point d'anti-croisement. On rappelle que les pertes latérales restent l'unique source de pertes additionnelles de la structure. La différence de facteur de qualité des modes aux points A et B (Fig. 2-23(b)), deux points symétriques par rapport à l'anti-croisement, ne peut être due qu'à une différence de cinétique des photons dans le plan.

a) Dynamique d'un mode de Bloch dans une structure de taille latérale finie

Dans une structure latéralement infinie, le mode optique est totalement défini par la fonction de Bloch correspondant à un vecteur d'onde de propagation donné et à une valeur propre ω fixe. Le mode optique est donc localisé dans l'espace réciproque et délocalisé dans l'espace réel, c'est-à-dire qu'il s'étend sur tout le cristal photonique. Pour une structure de taille finie, l'existence du mode optique est soumise à une condition supplémentaire. En effet tout mode optique de la structure doit satisfaire à la condition d'existence aux bords de la structure. Le mode optique dans une structure réelle est alors le produit du mode de Bloch avec une fonction enveloppe qui respecte les conditions de phase aux extrémités [38]. La fonction enveloppe peut être considérée comme un filtre spatial qui autorise ou non l'existence d'un mode optique. Il en résulte que le mode optique est délocalisé dans l'espace réciproque. C'est une caractéristique fondamentale des modes optiques dans une structure photonique de dimensions déterminées qui doit être pris en compte pour la compréhension de sa réponse.

Pour une structure photonique de dimension latérale (L) donnée, l'extension du mode optique dans l'espace réciproque des vecteurs d'ondes ($k_{//}$) peut être approximée par $\Delta k_{//}=1/L$ autour du vecteur d'onde centrale (k_0) du mode de Bloch. En incidence normale, nous allons considérer l'extension des modes entre $-1/2L<k_{//}<1/2L$. Nous nous intéressons par conséquent à la dispersion des modes aux points A et B (Fig. 2-23) sur $0<k_{//}< 1/2L$ pour des raisons de symétrie par rapport à l'incidence normale.

Le point Γ est une position de haute symétrie où la courbe de dispersion atteint généralement un extremum. Elle peut être ainsi décrite par une parabole $\omega(k_{//})= \omega = \omega_0 + 0.5\alpha k_{//}^2$ où α désigne la dérivée seconde de la courbe de dispersion. La cinétique des photons est déterminée par la vitesse du groupe $\overrightarrow{V_g} = \overrightarrow{\nabla}\omega\left(\overrightarrow{k_{//}}\right)$ du mode. Elle illustre la

dynamique de propagation de l'énergie optique dans la direction de propagation correspondant au vecteur d'onde $\overrightarrow{k_{//}}$. Autour d'un extremum de la courbe de dispersion, comme pour les modes en Γ, la vitesse de groupe est alors proportionnelle à la dérivée seconde (α) de la courbure de bande. Le mode est d'autant plus « lent » que α est faible.

b) Calcul des courbes de dispersion des modes

Afin de mieux comprendre la différence de la contribution des pertes latérales avant et après l'anti-croisement, nous allons analyser la dispersion des modes des points A et B (Fig. 2-23). Le calcul de la courbe de dispersion a été réalisé par la méthode des ondes planes. Cette dernière permet la conception de structure photonique latéralement infinie et périodique. Afin de déterminer la courbe de dispersion, on imposera une périodicité fictive dans la direction verticale (Fig. 2-17). La structure est donc composée par une série de cavité bifréquence verticalement. Cette périodicité artificielle introduit non seulement un repliement du diagramme de bande (section 2.1.3) mais aussi des modes factices purement numériques. Cependant l'analyse du profil de distribution du champ des modes et de leur confinement dans la structure simulée permet de distinguer les modes réels de la cavité bifréquence.

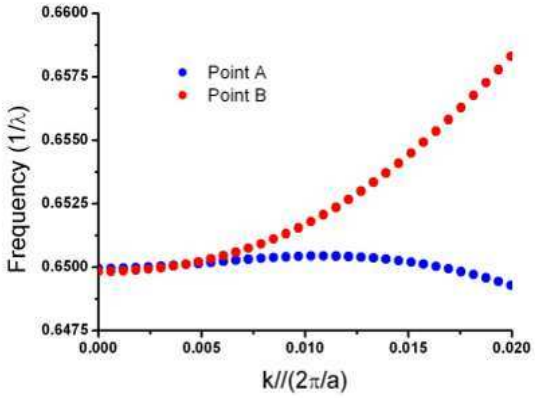


Fig. 2-24 : Calcul de la courbe de dispersion des modes des points A et B (Fig. 2-23) par la méthode des ondes plane.

Les courbes de dispersion des modes du point A et B sont reportées sur la figure 2.24. La composante $k_{//}$ du vecteur de propagation est normalisée par rapport à la période du cristal photonique. On peut remarquer sur la figure 2.24 que la courbure de bande du mode du point B (courbe rouge) est plus importante que pour celle du point A (courbe bleu). Ceci permet d'affirmer par conséquent que la dissymétrie d'évolution du facteur de qualité des

modes avant et après l'anti-croisement de la résonance correspondant au mode du cristal photonique est bien provoquée par des fuites latérales plus importantes à droite qu'à gauche de ce point.

On peut noter en outre une grande différence entre les deux courbes de dispersion (Fig. 2-24). Le point B présente clairement une courbure (α) positive à l'inverse du point A qui présente une courbure (α) faiblement négative. Le cristal photonique et la cavité Fabry Pérot étant en désaccord spectral en incidence normale en ces deux points, le couplage devrait être faible et les modes optiques devraient présenter, une même caractéristique, identique à celle du mode du cristal photonique seul. Le calcul de la courbe de dispersion du cristal photonique seul a montré que celle-ci ne correspond en fait qu'à celle du point A. On notera par ailleurs que le point B présente d'avantage une dispersion de type Fabry Pérot. Cette différence de dispersion s'explique essentiellement par les conditions d'interaction entre le mode cristal photonique et le mode Fabry Pérot dans le micro-résonateur bifréquence. La fréquence du mode Fabry Pérot étant supérieure à celui du cristal photonique résonateur au point A, il n'y donc aucun couplage avec le mode Fabry Pérot. Le mode du point A du micro-résonateur bifréquence est par conséquent strictement identique à celui du cristal photonique. Au point B, la fréquence du mode Fabry Pérot devient inférieure à celui du mode cristal photonique et intercepte la courbe de dispersion de ce dernier hors Γ. Il en résulte un couplage entre le mode cristal photonique et la cavité Fabry Pérot. Le mode du point B présente par conséquent une composante Fabry Pérot responsable non seulement de la courbure positive mais également d'une plus grande perte latérale par rapport au point A.

2.5.2.3. Stratégies de réduction des pertes latérales

La prise en compte des fuites latérales dans une structure photonique à émission par la surface est primordiale. Elles augmentent de façon générale les pertes de la structure et peuvent devenir rédhibitoires pour la réalisation de sources lasers lorsqu'elles deviennent trop importantes [39]. Dans le cas des structures VSCEL, une solution courante consiste à l'intégration d'un anneau (diaphragme) à base d'oxyde non seulement pour délimiter la zone d'émission mais aussi pour confiner le mode d'émission latéralement[40,41]. Les pertes latérales peuvent être réduites d'avantage dans le cas d'un cristal photonique grâce une structuration différente sur les extrémités du composant [40]. Nous avons en effet vu précédemment l'origine de la bande photonique interdite et quelques unes de ces applications. Le gap photonique peut être exploité ici dans le cas d'une structure photonique de dimensions finies pour réduire les pertes latérales. L'idée de base est de réaliser une structuration différente aux extrémités de la structure, par modification de la période ou

encore du facteur de remplissage, pour créer un « *puit optique* » pour confiner latéralement le mode dans la structure [40].

2.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rappelé tout d'abord les propriétés de base d'un cristal photonique. En particulier, nous avons présenté les notions de diagramme de bande et de bande interdite photonique. Nous avons décrit aussi l'approche membranaire, imposée par des contraintes technologiques, qui constitue aujourd'hui l'option la plus prometteuse et la plus exploitée pour la réalisation de structures photoniques fonctionnelles. Nous avons abordé dans la seconde partie de ce chapitre un rappel sur les fondamentaux d'une cavité Fabry Pérot verticale et d'une membrane cristal photonique résonante qui constituent les éléments de base du micro-résonateur bifréquence envisagé. La troisième partie de ce chapitre a été consacrée à l'étude théorique du micro-résonateur bifréquence par la théorique des modes couplés. Cette étude a permis de déterminer les conditions de couplage entre les deux résonateurs et d'en fixer les règles de conception. Nous avons démontré en particulier que le couplage est déterminé par le recouvrement optique entre les modes du résonateur cristal photonique et celui de la cavité Fabry-Pérot. Les conditions de résonance bifréquence selon l'efficacité des réflecteurs de la cavité Fabry-Pérot ont été aussi discutées. Nous avons à cet effet démontré que le système peut présenter un régime de couplage fort et un régime de couplage faible et que le comportement bifréquence n'est possible que dans le régime de couplage fort. Enfin des simulations numériques 2D-FDTD ont été comparées aux analyses du modèle théorique des modes couplés. Elles ont permis de valider le principe de fonctionnement du micro-résonateur bifréquence dans le cas de structures latéralement infinies. Les simulations numériques 2D-FDTD de structures latéralement finies (~21 µm de large) ont permis de mette en exergue l'impact des sources de pertes additionnelles (fuites latérales) sur les caractéristiques du micro-résonateur bifréquence.

Bibliographie chapitre 2

[1] J.D. Joannopoulos, P.R. Villeneuve, and S. Fan, "Photonic crystals," *Solid state Communications*, vol. 102, Mar. 1997, pp. 165-173.

[2] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J.N. Winn, and R.D. Meade, "Photonic crystals modling the flow of ligth," *Princeton university press*, 2008.

[3] X. Letartre, C. Seassal, C. Grillet, P. Viktorovitch, X. Letartre, C. Seassal, C. Grillet, P. Viktorovitch, M. Le Vassor d Yerville, D. Cassagne, and C. and Jouanin, "Group velocity and propagation losses measurement in a single-line photonic-crystal waveguide on InP membranes Group velocity and propagation losses measurement in a single-line," *Applied Physics Letters*, vol. 79, 2001, pp. 2312-2314.

[4] S. G. Johnson, P.R. Villeneuve, S. Fan, and J.D. Joannopoulos, "Linear waveguides in photonic-crystal slabs," *Physical Review B*, vol. 62, 2000, pp. 8212-8222.

[5] S. Johnson, S. Fan, P. Villeneuve, J. Joannopoulos, and L. Kolodziejski, "Guided modes in photonic crystal slabs," *Physical Review B*, vol. 60, Aug. 1999, pp. 5751-5758.

[6] C. Grillet, X. Letartre, C. Seassal, P. Rojo-romeo, and P. Viktorovitch, "Low loss single line photonic crystal waveguide on InP membrane," *Physica E*, vol. 17, 2003, pp. 472 - 474.

[7] P. Viktorovitch, E. Drouard, M. Garrigues, J.L. Leclercq, X. Letartre, P.R. Romeo, and C. Seassal, "Photonic crystals : basic concepts and devices," Compte rendu physique vol. 1, 2006, pp. 1-14.

[8] P. Lalanne, C. Sauvan, and J.P. Hugonin, "Photon confinement in photonic crystal nanocavities*," Laser and photonics reviews 2,* no. 6. 2008, pp. 514-526.

[9] X. Letartre, C. Monat, C. Seassal, and P. Viktorovitch, "Analytical modeling and an experimental investigation of two-dimensional photonic crystal band edge stage(distributed feedback) structures," *Journal of Optical Society of America*, vol. 22, 2005.

[10] H.-gyu Park, J.-ki Hwang, J. Huh, H.-youl Ryu, S.-heon Kim, J.-soo Kim, and Y.-hee Lee, "Characteristics of Modified Single-Defect Two-dimensional Photonic Crystal Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 38, 2002, pp. 1353-1365.

[11] T. Baba, D. Sano, K. Nozaki, K. Inoshita, Y. Kuroki, and K. Fumio, "Observation of fast spontaneous emission decay in GaInAsP photonic crystal point defect nanocavity at room temperature," *Applied Physics Letters*, vol. 3989, 2012, pp. 3989-3991.

[12] H. Altug, D. Englund, and J.V.U. Ckovi, "Ultrafast photonic crystal nanocavity laser," *Nature physics*, vol. 2, 2006, pp. 484-488.

[13] Y. Wakayama, a Tandaechanurat, S. Iwamoto, and Y. Arakawa, "Design of high-Q photonic crystal microcavities with a graded square lattice for application to quantum cascade lasers.," *Optics express*, vol. 16, Dec. 2008, pp. 21321-32.

[14] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor d'Yerville, D. Cassagne, J.P. Albert, E. Jalaguier, S. Pocas, and B. Aspar, "InP-based two-dimensional photonic crystal on silicon: In-plane Bloch mode laser," *Applied Physics Letters*, vol. 81, 2002, pp. 5102-5104.

[15] B. Ben Bakir, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, M. Zussy, L. Di Cioccio, and J.M. Fedeli, "Surface-emitting microlaser combining two-dimensional photonic crystal membrane and vertical Bragg mirror," *Applied Physics Letters*, vol. 88, 2006.

[16] Y. Ding and R. Magnusson, "Band gaps and leaky-wave effects in resonant photonic-crystal waveguides," *Optics Express*, vol. 15, 2007., pp. 680-694.

[17] P. Vincent, M. Neviore, L.O. Electromagntique, E.R.A.C.N.R. S, and F. Sciences, "Physics Corrugated Dielectric Waveguides ""*Applied Physics*, vol. 20, 1979, pp. 345-351.

[18] S. Boutami, "MICROCAVITES OPTIQUES VERTICALES A BASE DE CRISTAUX PHOTONIQUES MEMBRANAIRES," *Thèse*, Ecole centrale de Lyon, 2007.

[19] D. Cassagne, C. Jouanin, and D. Bertho, "Optical properties of two-dimensional photonic crystals with graphite structure," *Applied Physics letters,* vol. 70, 2012, pp. 289-291.

[20] S. Boutami, B.B. Bakir, J. Leclercq, X. Letartre, M. Garrigues, and P. Viktorovitch, "Highly selective and compact tunable MOEMS photonic crystal Fabry-Perot filter," *Optics Express*, vol. 14, 2006, pp. 3129-3137.

[21] S. Boutami, B. Benbakir, X. Letartre, J.L. Leclercq, P. Regreny, and P. Viktorovitch, "Ultimate vertical Fabry-Perot cavity based on single-layer photonic crystal mirrors.," *Optics express*, vol. 15, Sep. 2007, pp. 12443-9.

[22] S. Boutami, B.B. Bakir, H. Hattori, X. Letartre, J.-L. Leclercq, P. Rojo-Rome, M. Garrigues, C. Seassal, and P. Viktorovitch, "Broadband and compact 2-D photonic crystal reflectors with controllable polarization dependence," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, Apr. 2006, pp. 835-837.

[23] R. Magnusson and M. Shokooh-saremi, "Physical basis for wideband resonant reflectors," *Optics Express*, vol. 16, 2008, pp. 3456-3462.

[24] L. Ferrier, "Micro-nanostructures à base de cristaux photoniques pour le contrôle 3D de la lumiere,"T*hèse*, Ecole centrale de Lyon, 2008.

[25] "RSoft Design Group, Rsoft Inc."

[26] X. Letartre, J. Mouette, J.L. Leclercq, P.R. Romeo, C. Seassal, and P. Viktorovitch, "Switching devices with spatial and spectral resolution combining photonic crystal and MOEMS structures," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 21, 2003, pp. 1691-1699.

[27] S. Khorasani and K. Mehrany, "Differential transfer-matrix method for solution of one-dimensional linear nonhomogeneous optical structures," *Journal of Optical Society of America*, vol. 20, 2003, pp. 91-96.

[28] K.P. Dems, Maciej, Rafal Kotynski, "Plane Wave Admittance Method — a novel approach for determining the electromagnetic modes in photonic structures," *Optics Express*, vol. 13, 2005, pp. 3196-3207.

[29] S.G. Johnson and J.D. Joannopoulos, "Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell ' s equations in a planewave basis," *Optics Express*, vol. 8, 2001, pp. 173-190.

[30] Yee, "Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media," *IEEE,Transactions on Antennas and Propagation*, 1996, pp. 302-307.

[31] G. Mur, "Absorbing Boundary Conditions for the Finite-Difference Approximation of the Time-Domain Electromagnetic-Field Equations," *IEEE Transactions on electromagnetic compatibility*, vol. 23, 1981, pp. 377-382.

[32] Jean-Pierre Berenger, "A Perfectly Matched Layer for the absorption of Electromagnetic Waves," *Journal of computational physics*, vol. 114, 1994, pp. 185-200.

[33] Jean-Pierre Berenger, "Three-Dimensional Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves," *Journal of computational physics*, vol. 127, 1996, pp. 363-379.

[34] M.J. Khan, C. Manolatou, P.R. Villeneuve, H. a Haus, and J.D. Joannopoulos, "Mode-coupling analysis of multipole symmetric resonant add/drop filters," *IEEE journal of quantum electronics*, vol. 35, 1999, pp. 1451-1460.

[35] S. Fan and W. Suh, "Temporal coupled-mode theory for the Fano resonance in optical resonators," *Journal of optical society of america*, vol. 20, 2003, pp. 569-572.

[36] W. Suh, S. Member, Z. Wang, and S. Fan, "Temporal coupled-mode theory and the presence of non-orthogonal modes in lossless multimode cavities," *IEEE journal of quantum electronics*, vol. 40, Oct. 2004, pp. 1511-1518.

[37] C. Manolatou, M.J. Khan, S. Fan, P.R. Villeneuve, H. a Haus, and J.D. Joannopoulos, "Coupling of modes analysis of resonant channel add-drop filters," *IEEE journal of quantum electronics*, vol. 35, 1999, pp. 1322-1331.

[38] T. Xu, S. Yang, S.V. Nair, and H.E. Ruda, "Confined modes in finite-size photonic crystals," *Physical Review B*, vol. 72, 2005, pp. 045126 (1-11).

[39] C. Wilmsen, H. Temkin, and L. A. Coldren, "Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers : Design, Fabrication, Characterization," *Cambridge University Press*, 1999.

[40] L. Ferrier, E. Drouard, X. Letartre, and P. Viktorovitch, "Slow Bloch mode confinement in 2D photonic crystals for surface operating devices," *Optics Express*, vol. 16, 2008, pp. 3136-3145.

Chapitre 3

Démonstration expérimentale du couplage entre un cristal photonique et une cavité Fabry-Pérot verticale

SOMMAIRE

3.1.1. Conception des miroirs de Bragg et de la cavité Fabry Pérot 69
3.1.2. Technique de fabrication des miroirs de Bragg Si/SiO_2 70
3.1.3. Caractérisation des miroirs par mesure de réflectivité 71
3.1.4. Discussion 74
3.1.5. Conclusion 77
3.2. Fabrication du micro-résonateur bifréquence 78
3.2.1. Schéma à double report 78
3.2.2. Intégration hétérogenèse III-V/Si 80
3.2.3. Fabrication de cristal photonique 81
3.2.4. Conclusion 84
3.3. Cavité bifréquence froide 84
3.3.1. Conception 84
3.3.2. Fabrication et caractérisation par réflectivité 86
3.3.3. Conclusion 89

LA fabrication du micro-résonateur bifréquence nécessite le développement d'une technologique intégrant la réalisation de réflecteurs multicouches Si/SiO_2 de Bragg de haute réflectivité, la fabrication et l'intégration d'un cristal photonique membranaire III-V au sein d'une structure multicouches Si/SiO_2. Dans ce chapitre, nous présenterons les principales étapes technologiques et nous discuterons les différentes techniques expérimentales que nous avons utilisées pour la réalisation du micro-résonateur bifréquence. On s'intéressera dans un premier temps à la fabrication et la caractérisation des miroirs de Bragg pour la réalisation de la cavité Fabry Pérot. La seconde partie sera consacrée à la description du procédé de micro-fabrication du micro-résonateur que nous avons développé dans le cadre de cette thèse. Enfin, nous terminerons ce chapitre par la réalisation et la caractérisation d'une cavité bifréquence froide pour la validation expérimentale du principe de fonctionnement du dispositif.

3.1. Fabrication et caractérisation des miroirs de Bragg

3.1.1. Conception des miroirs de Bragg et de la cavité Fabry Pérot

L'objectif de cette partie est la réalisation de miroir de Bragg de haute réflectivité pour assurer un bon confinement optique vertical des modes optiques dans la cavité bifréquence. Des miroirs de très bonne réflectivité sont primordiaux dans le cas de structures lasers à cavité verticale et émettant par la surface. Pour des dispositifs à émission par la tranche, le mode laser bénéficie en effet d'une zone de gain extrêmement large (de l'ordre de plusieurs centaines de micromètre) permettant de compenser les fortes pertes optiques liées à la faible réflectivité des tranches. Dans le cas d'une cavité verticale, le mode laser ne voit qu'une faible épaisseur de couche de gain optique réduite à l'épaisseur des structures quantiques (puits ou boîtes quantiques). Le confinement du mode laser dans la cavité grâce à la réflectivité des miroirs devient par conséquent un facteur essentiel pour la réalisation de l'effet laser d'une part et l'amélioration des caractéristiques (seuil, efficacité de conversion) du laser d'autre part. Nous avons vu par ailleurs dans le chapitre précédent que le facteur de qualité vertical des modes hybrides du résonateur bifréquence à l'anti-croisement est directement déterminé par celui de la cavité Fabry Pérot verticale.

L'objectif de cette section sera donc la conception et la fabrication de miroirs de Bragg et de cavités Fabry Pérot de bonne performance. Théoriquement un système constitué de 4 alternances de bicouche quart d'onde Si/SiO_2 permet d'obtenir une haute réflectivité sur une large bande spectrale (figure 3-1). Le spectre de réflectivité du miroir est évalué ici par

simulation FDTD avec une onde plane en incidence normale. On obtient un taux de réflectivité supérieur à 99.5% sur une bande d'environ 200 nm autour de 1.5 μm. La figure 3-1 montre aussi le spectre de réflectivité d'une cavité Fabry-Pérot verticale SiO_2 comprise entre deux miroirs identiques sur un substrat silicium toujours en incidence normale. La cavité est supposée latéralement infinie avec une épaisseur de 2.12 μm d'espaceur en SiO_2 entre les deux miroirs formés de 4 alternances bicouches Si/SiO_2 chacun. On obtient une résonance autour de 1.536 μm avec une largeur à mi-hauteur de la résonance de 0.2 nm, soit un facteur de qualité Q_{FP} de 8000.

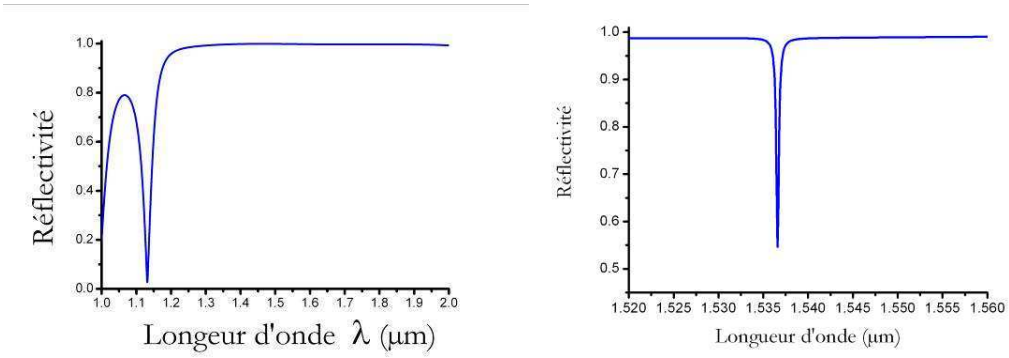


Fig. 3-1 : Calcul a) du spectre de réflectivité d'un miroir de Bragg Si/SiO2 de 4 alternances bicouches et b) d'une cavité Fabry Pérot SiO2 d'épaisseur de 2.12 μm comprise entre deux miroirs de Bragg Si/SiO_2.

3.1.2. Technique de fabrication des miroirs de Bragg Si/SiO_2

Nous avons opté pour l'utilisation des miroirs multicouches Si/SiO_2 non seulement pour le fort contraste d'indice mais aussi pour la maturité de la technologie silicium et de son oxyde. Il existe aujourd'hui plusieurs techniques de dépôts physiques (évaporation, pulvérisation) ou chimiques de couches minces pour la réalisation d'empilement multicouches Si/SiO_2. Les techniques de dépôt en phase chimique permettent la réalisation de couches uniformes et homogènes sur de grandes surfaces à l'inverse des techniques physiques. Elles permettent en outre un meilleur contrôle de la qualité des couches déposées en fonction de nombreux paramètres expérimentaux comme les espèces réactives en présence, les conditions de croissance (température, pression, débit de gaz…). Il faut noter cependant que la toxicité des gaz utilisés en général nécessite la prise de mesures strictes de sécurité.

Les miroirs de Bragg Si/SO_2 ont été fabriqués par dépôt chimique en phase vapeur à basse pression (Low Pression CVD : LPCVD) au CEA Leti dans le cadre du programme

BASTET. Le principe de base des techniques de dépôt chimique en phase vapeur consiste à former un matériau à partir de précurseurs gazeux. On distingue plusieurs approches de dépôt CVD en fonctions de conditions et régimes de croissance ou encore selon la méthode d'activation des gaz [1]. Les miroirs de Bragg Si/SiO_2 ont été réalisés par LPCVD par dépôt alternatif de couches quart d'onde de Si (~110 nm) par craquage de silane à 620°C (3. 1) et de SiO_2 (~267 nm) à partir d'un mélange de silane et de protoxyde d'azote (N_2O) à 800°C (3. 2). L'épaisseur et l'indice de chaque couche sont contrôlés par éllipsométrie à chaque étape de croissance. L'indice optique des couches déposées est évalué à $n_{Si}\approx 3.50$ pour le silicium et $n_{SiO2}\approx 1.45$ pour l'oxyde silicium atour de 1.55 μm. L'absorption, partie imaginaire de l'indice optique, reste extrêmement faible (inférieure à $k=10^{-4}$ pour le silicium et nul pour l'oxyde de silicium) avec les conditions expérimentales utilisées.

$$SiH_4 \rightarrow Si+2H_2 \qquad 3.\ 1$$

$$SiH_4 + 2N_2O \rightarrow SiO_2 + 2H_2 + 2N_2 \qquad 3.\ 2$$

3.1.3. Caractérisation des miroirs par mesure de réflectivité

Les miroirs peuvent être caractérisés par une mesure de réflectivité directe. Cependant la mesure directe devient imprécise pour de hautes réflectivités (>98%). Une solution consiste alors à réaliser une cavité Fabry Pérot formée par deux miroirs identiques pour en mesurer le facteur de qualité. Cette approche est motivée tout simplement par la forte dépendance du facteur de qualité de la résonance Fabry Pérot par rapport à la réflectivité des miroirs. On rappelle que cet dernier est inversement proportionnelle à 1-R, avec R la réflectivité en intensité des miroirs (2.15 & 2.30). Nous ne présenterons dans cette section que la caractérisation des filtres Fabry-Pérot réalisés exclusivement pour la qualification de nos miroirs.

La figure 3-2 montre l'image obtenue par microscope électronique par balayage (MEB)[8] de la cavité Fabry Pérot réalisée par dépôt multicouches en LPCVD sur substrat silicium. Elle est composée deux miroirs de Bragg, comportant chacun 4 alternances bicouches, séparés par un gap SiO_2 d'environ 2.12 μm d'épaisseur sur un substrat silicium. Nous pouvons noter à priori que la méthode de dépôt LPCVD exploitée au CEA-Léti permet d'obtenir des empilements de couches Si/SiO_2 de très grande qualité morphologique (régularité des interfaces, homogénéité et uniformité en épaisseur).

[8] Scanning Electron Microscopy (SEM) en anglais

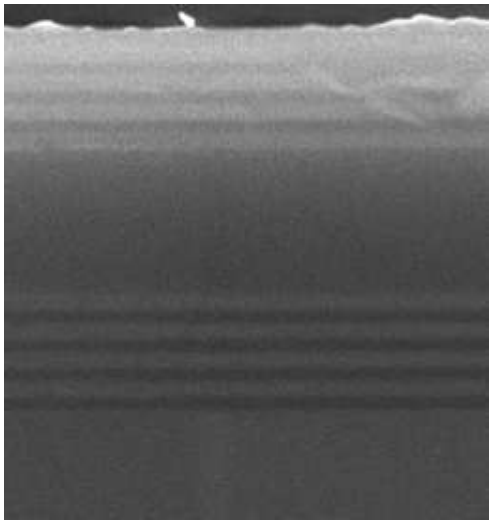


Fig. 3-2 : Image MEB d'un filtre Fabry Pérot vertical multicouche Si/SiO_2.

Le schéma du banc de caractérisation est représenté sur la figure 3-3. Une source diode laser large bande guidée dans une fibre monomode à maintien de polarisation est focalisée sur l'échantillon grâce à une lentille à l'extrémité de la fibre. Le diamètre du faisceau au point de focalisation est d'environ 10 μm. Le faisceau réfléchi est collecté par le même système de lentille+fibre et séparé du faisceau incident par un coupleur directionnel avant la mesure par l'analyseur spectral. Afin de déterminer le taux de réflectivité des miroirs de Bragg, nous prenons une référence de réflectivité sur une surface réfléchissante d'or

Le spectre de réflectivité expérimentale de la cavité Fabry-Pérot est présenté sur la figure 3-4. On observe bien une résonance Fabry Pérot autour de 1.536 μm caractéristique d'un excellent contrôle de l'épaisseur de la cavité (2,12 μm). La largeur à mi-hauteur du pic de résonance (~1 nm) est cependant 5 fois plus grande que celle prévue numériquement par simulation FDTD (Fig. 3-1). De plus ce spectre de réflectivité expérimentale est dissymétrique.

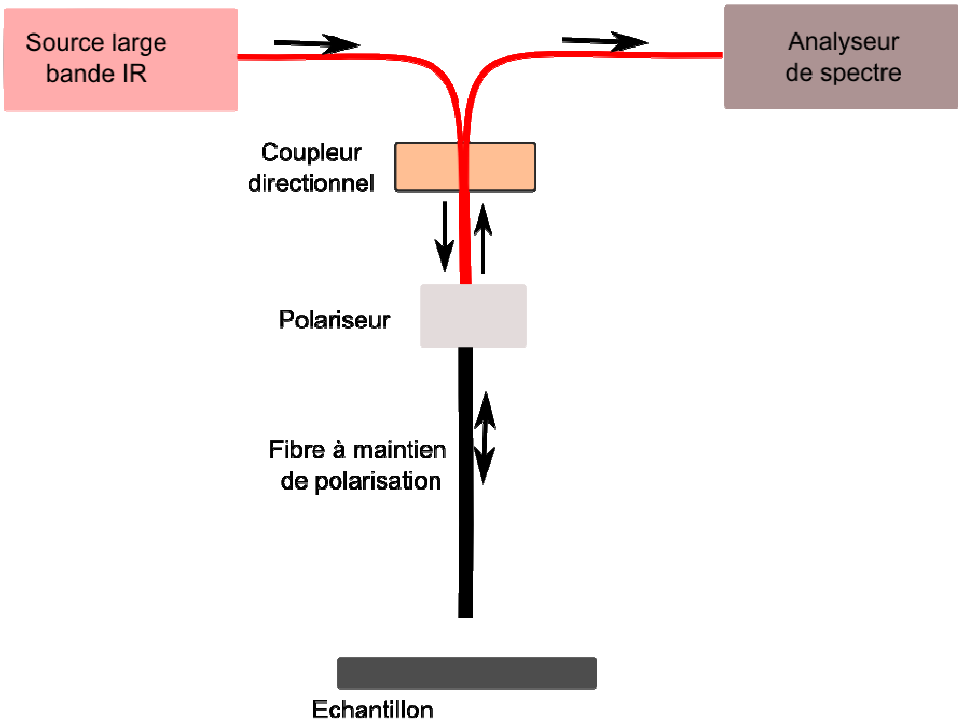


Fig. 3- 3: Représentation schématique du banc de caractérisation de réflectivité.

Cette dissymétrie est liée à l'excitation des modes latéraux de la cavité Fabry Pérot par l'onde incidente de forme gaussienne [2]. Une onde gaussienne correspond à une distribution angulaire Δk du vecteur d'onde de propagation autour de la direction de propagation centrale k_0. La largeur Δk peut être approximée par l'inverse du rayon (R) du faisceau gaussien ($\Delta k \approx 1/R$). Cette distribution angulaire de vecteur d'onde autour de l'incidence normale entraîne un couplage des modes latéraux de la cavité Fabry Pérot avec l'onde incidente dont le recouvrement n'est plus nul avec cette dernière.

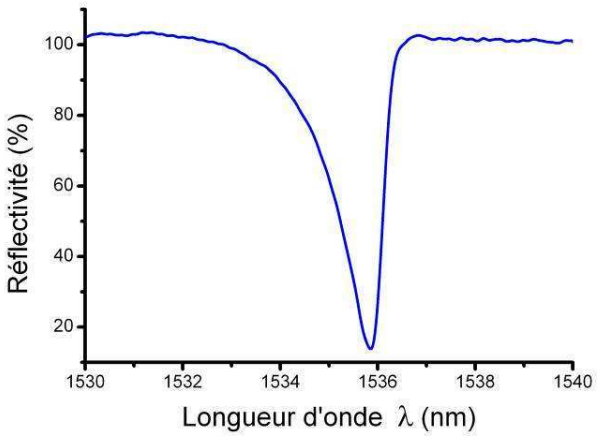


Fig. 3-4 : Spectre de réflectivité expérimentale de la cavité Fabry Perot (Fig. 3- 2)

3.1.4. Discussion

Afin de confirmer l'analyse précédente du spectre expérimental de réflectivité du filtre Fabry Pérot, intéressons-nous à la simulation d'un filtre Fabry Pérot de dimensions latérales déterminées. Les modes latéraux sont des modes de résonances ayant une composante transverse $k_{//}$, vecteur d'onde parallèle au plan de l'empilement multicouche. Dans une cavité latéralement finie, l'existence des modes latéraux est déterminée par les conditions de réflexion à l'interface avec le milieu environnant. Cette réflexion conduit à un filtrage fréquentiel de type Fabry-Pérot comme expliqué dans le chapitre 2. Seuls les modes qui se retrouvent en interférence constructive avec eux-mêmes pour un aller-retour dans le plan de la cavité seront entretenus par celle-ci. L'espacement des modes latéraux est inversement proportionnel à la largeur (L) de la cavité. Le mode Fabry-Pérot est alors généralement déterminé par la relation 3. 3 où k_0 désigne la composante longitudinale et $k_{//}$ ($k_{//}$=m/L, m un entier) la composante transverse du mode optique [3]. Ces composantes doivent satisfaire simultanément aux conditions de résonances respectivement verticalement et horizontalement. Pour un faisceau incident gaussien de rayon R, tous les modes Fabry Pérot compris dans l'intervalle $k_0+\Delta k$ ($\Delta k \approx 1/R$) seront excités.

$$k = \sqrt{k_0^2 + k_{//}^2} \qquad 3.\ 3$$

Reconsidérons le filtre Fabry Pérot vertical dont les spectres de réflectivité numérique et expérimental sont représentés respectivement sur la figure 3-1 et la figure 3-4. La figure 3-5

illustre le spectre de réflectivité obtenu par simulation FDTD pour différentes dimensions latérales de la cavité Fabry Pérot avec une onde incidente gaussienne. La largeur de l'onde incidente gaussienne est fixée à 10 µm de diamètre à 1 µm de la surface du filtre. On remarque l'apparition des modes latéraux en plus du mode longitudinal principal. Ce dernier reste fixe à λ_0~1.542 µm environ quelque soit la taille latérale de la cavité. On peut remarquer que le nombre et le positionnement des modes latéraux visibles dépendent de la longueur (L) de la cavité. Ces derniers sont d'autant plus nombreux et de plus en plus resserrés à mesure que la taille latérale de la cavité augmente. Il en résulte que pour une cavité latéralement infinie, on excite alors un continuum de modes latéraux à gauche de la résonance longitudinale (effet d'augmentation de l'épaisseur effective de la cavité avec l'angle). Ce qui conduit à un élargissement du spectre de réflectivité de la cavité Fabry Pérot et donc la dissymétrie observée sur le spectre de réflectivité théoriquement (Fig. 3-6).

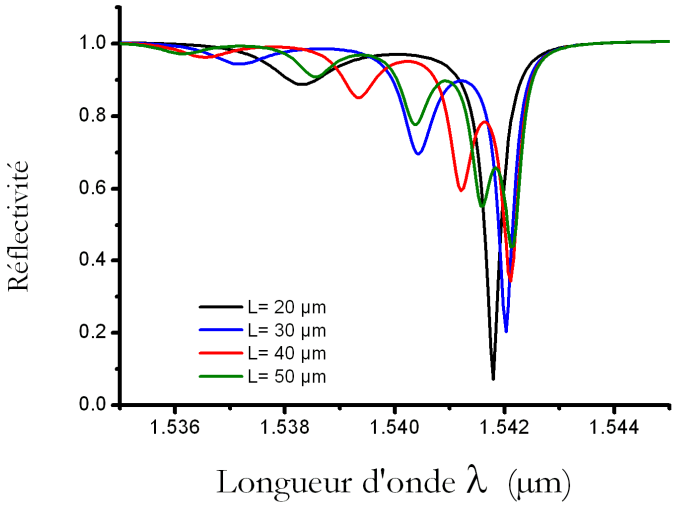


Fig. 3-5 : Calcul du spectre de résonance d'une cavité Fabry Pérot de taille latérale finie (L) par FDTD avec une onde incidente gaussienne de 10 µm de diamètre en incidence normale.

Le spectre de réflectivité de la figure 3-4 est donc à comparer à une simulation de cavité Fabry-Pérot de taille latérale (supposée) infinie par rapport à l'onde incidente gaussienne telle que celui représenté sur la figure 3-6. Cette figure démontre que l'élargissement et la dissymétrie du spectre de réflectivité de la cavité Fabry Pérot (Fig. 3-4) sont explicitement liés à l'excitation des modes transversaux de la cavité. La largeur à mi-hauteur des pics de résonances expérimentaux (Fig. 3-4) et numérique (Fig. 3-6) deviennent comparables.

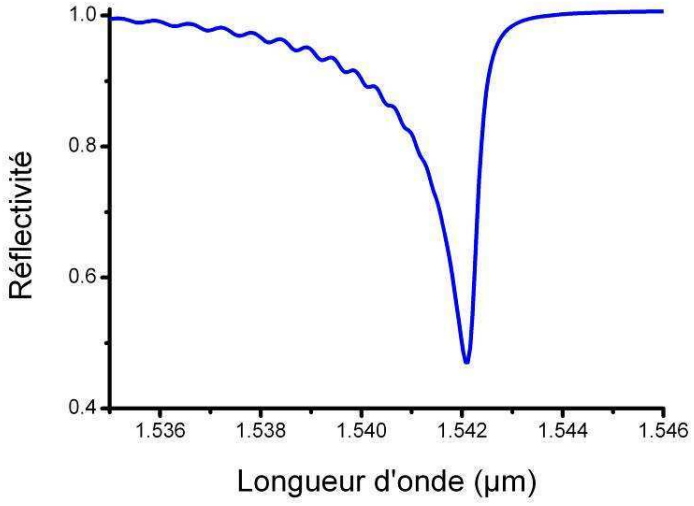


Fig. 3-6 : Calcul du spectre de résonance de cavité Fabry Pérot de 200 µm de taille latérale par FDTD avec une onde gaussienne de 10 µm de diamètre en incidence normale.

En conclusion, nous pouvons uniquement affirmer que les miroirs de Bragg Si/SiO_2 réalisés par dépôt LPCVD comme décrit précédemment sont de bonne qualité avec une réflectivité certainement supérieure à 99% autour de 1.55 µm. La dissymétrie du spectre de réflectivité (numérique ou expérimental) ne permet pas une estimation du facteur de qualité de la résonance, et donc de la valeur exacte de la réflectivité des miroirs, à partir de sa largeur à mi-hauteur. On notera qu'une telle démarche ne serait d'ailleurs être valable dans ce cas où la résonance est composée par plusieurs modes.

La détermination précise de chaque résonance, ainsi que le facteur de qualité associé, nécessite ici une analyse de la réponse temporelle de la cavité. A cet effet, nous nous sommes intéressés à la représentation du spectre de réflectivité temporel numérique de la cavité Fabry Pérot sur une base de fonctions harmoniques[9]. La figure 3-7 montre l'évolution du facteur de qualité de chaque mode composant la résonance du spectre de réflectivité numérique et selon la largeur (L) de la cavité Fabry-Pérot. On note alors que le facteur de qualité du mode fondamental longitudinal reste le même et égale à $Q_{FP} \approx 3300$ pour toutes les simulations.

[9] Nous avons utilisé à cet effet le programme Harminv développé par Steven G. Johnson (http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/Harminv)

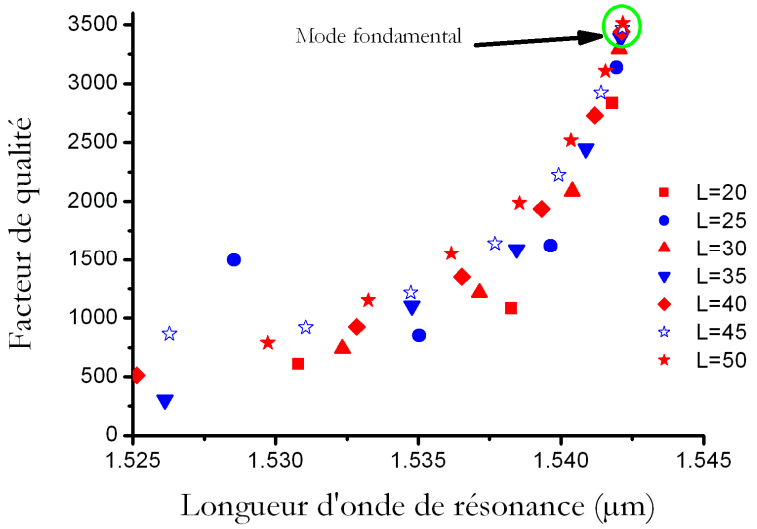


Fig. 3-7 : Évolution du facteur de qualité des modes latéraux et du mode fondamental de la cavité Fabry pérot verticale Si/SiO_2 en fonction de la longueur d'onde de résonances et selon la largeur (L) de la cavité.

Nous avons déjà démontré par ailleurs que tous les modes latéraux sont de longueur d'onde inférieure au mode longitudinal de résonance qui correspond au pic de réflectivité (Fig. 3-5). Le profil du spectre de réflectivité (Fig. 3-4 & Fig. 3-6) après le pic de réflectivité n'est donc déterminé que par le mode fondamental. En absence de modes latéraux, le spectre de réflectivité devrait être symétrique par rapport au pic de réflectivité. Nous pouvons toujours ainsi estimer approximativement la largeur à mi-hauteur du mode fondamental. On retrouve par ce raisonnement simple que la largeur à mi-hauteur du mode fondamental seul serait d'environ ~0.5 nm, numériquement (Fig. 3-6) et expérimentalement (Fig. 3-4), soit un facteur de qualité de l'ordre de Q~3000[10] (2.15). On peut noter que ce résultat est en total conformité avec le facteur de qualité évalué précédemment pour le mode fondamental (Fig. 3-7).

3.1.5. Conclusion

L'objectif dans cette section était de s'assurer de la bonne qualité de la réflectivité des miroirs que nous allons utiliser pour la réalisation du micro-resoanteur bi-fréquence. La caractérisation des miroirs par mesure de reflectivité directe devenant très imprecise pour de

[10] Nous n'avons pas réalisé une mesure de réflectivité expérimentale résolue en temps.

forts taux de reflectivité, nous avons plutôt considéré la caractérisation d'un filtre Fabry Perot vertical dont la résonance reste plus sensible à fort taux de reflectivité. Les resultats experimentaux et numeriques ont permis de confirmer la bonne perfomance des miroirs réalisés par LPCVD par dépôt alterné de couches Si/SiO_2. Ils ont également mis en exergue l'importance de la presence de modes Fabry Perot d'ordre latéraux supérieurs sur le profil du spectre de reflectivité obtenu.

3.2. Fabrication du micro-résonateur bifréquence

3.2.1. Schéma à double report

Un défi majeur pour la réalisation du micro-résonateur bifréquence est l'intégration d'une membrane cristal photonique InP à l'intérieur d'une cavité Fabry Pérot verticale multicouches Si/SiO_2. A cet effet, nous avons adopté un schéma technologique dit à « double report » par collage qui est illustré par ses principales étapes sur la figure 3-8 ci-dessous. Ce schéma est basé sur deux principales étapes technologiques, en dehors des techniques de croissances des différentes couches, qui sont l'intégration hétérogène III-V sur silicium et la nano-fabrication d'un cristal photonique membranaire. L'ensemble des étapes de fabrication est brièvement résumé ci-dessous :

1) On dispose d'une part d'une hétéro-structure III-V comprenant une membrane d'InP (active ou passive) réalisée par épitaxie par jet moléculaire (MBE : Molecular Beam epitaxy). Elle est composée par une couche d'arrêt d'InGaAs et d'une membrane d'InP épitaxiées successivement par MBE sur un substrat InP (001) 2" à l'INL. On dispose d'autre part de demi-cavités Fabry Pérot composées d'un miroir de Bragg Si/SiO_2 (4 alternances bicouches) surmonté d'un espaceur SiO_2 fabriquées par dépôt de multicouches Si/SiO_2 par LPCVD sur des plaques Si 8" au CEA-Léti.

2) Une fine couche de SiO_2 de 10 nm est déposée par PECVD-ECR sur l'hétéro-structure d'InP qui est ensuite reportée dans son ensemble par collage direct InP/SiO_2-ECR sur la demi-cavité Fabry Pérot Si/SiO_2.

3) Le substrat InP et la couche sacrificielle InGaAs sont éliminés par gravures sélectives humides.

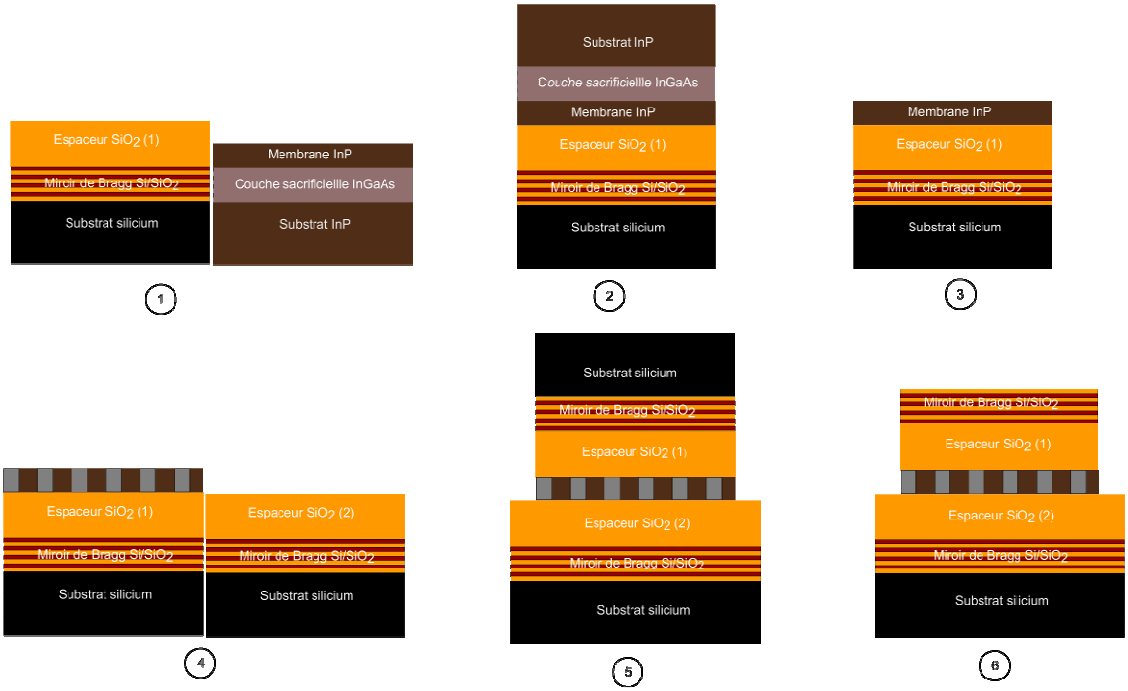


Fig. 3-8 : Présentation des différentes principales étapes pour la réalisation du micro-résonateur bi-fréquence par un procédé à double report hétérogène III-V/Si.

Cette étape 3) est suivie d'une découpe de la membrane reportée de 2" de diamètre en échantillons de dimensions adaptées à notre équipement de lithographie électronique (~1 à 2 cm^2).

4) On procède ensuite à la nano-écriture et à la structuration dans la membrane InP du cristal photonique résonateur (réseaux 1D de fentes).

5) La demi-cavité avec le cristal photonique résonateur InP ainsi formée est ensuite reportée sur une deuxième demi-cavité Fabry Pérot Si/SiO_2 selon le même procédé de collage direct (étape 2))

6) Enfin, le substrat de silicium de la demi-cavité reportée est éliminé (ou réduit) par polissage mécano- chimique (CMP) afin de pouvoir effectuer les caractérisations optiques.

Dans ce qui suit, nous allons revoir les étapes-clés du schéma technologique à double report que nous venons de présenter synthétiquement afin de mieux cerner les défis liés à la

réalisation du micro-résonateur bifréquence et de détailler les choix et les solutions technologiques effectués dans le cadre de ce travail.

3.2.2. Intégration hétérogenèse III-V/Si

La réalisation de lasers nécessite l'utilisation d'un matériau à gain optique. On rappelle que l'objectif de ce travail est la réalisation d'une source bifréquence fonctionnant autour de 1.55 μm. A cet effet la technologie InP est la plus indiquée. Malheureusement la grande différence de maille cristalline (8%) entre le silicium ou son oxyde et l'InP rendent extrêmement délicat toute approche de croissance directe d'hétéro-structure d'InP sur silicium [4-7]. L'intégration par collage reste la voie la plus prometteuse pour la réalisation de composants optoélectroniques hybrides InP/Si.

Le collage désigne le processus d'assemblage de deux substrats de même nature ou non. On distinguera trois types majeurs de collage : direct, eutectique ou par couche adhésive. Le collage adhésif consiste à la mise en contact de deux matériaux grâce à une couche intermédiaire. Différent travaux de recherches sur l'intégration de couches III-V/Si avec du différentes couches adhésives ont été réalisés [8-12]. Cependant, il faut noter que le collage adhésif nécessite généralement un recuit plus ou moins à haute température pour la polymérisation et/ou la transformation de la couche adhésive en un matériau solide pour renforcer l'adhésion entre les deux substrats. Cette approche présente l'avantage majeur d'une meilleure tolérance sur la rugosité des surfaces mise en jeux lors de l'intégration par rapport au collage direct. Les principaux problèmes du collage adhésif concernent la formation de bulles et de leur évacuation lors du recuit thermique dans la couche adhésive et la non-uniformisation de la polymérisation ou de la transformation de cette dernière. De plus, l'adoption du collage adhésif dans ce travail nécessite un travail d'étude pour l'évaluation préalable des propriétés optiques des couches polymérisées autour de 1.55 μm afin d'optimiser les performances des dispositifs. Enfin, cette approche ne permet pas un contrôle fin des épaisseurs de la couche adhésive en fin de procédure.

Le collage eutectique, comme son nom l'indique, consiste à une transformation métallurgique (eutectique) d'un métal à l'interface des deux matériaux pour les souder. Ce type de collage est totalement inapproprié dans notre cas à cause de la forte absorption des métaux d'une part. D'autre part, la diffusion de l'alliage métallique dans les couches semi-conductrices voisines à l'interface de collage peuvent dégrader sensiblement les propriétés optiques des ces dernières.

Le collage direct quant à lui permet la mise en contact de deux matériaux grâce aux forces de surfaces (d'adhésion et de cohésion) entre les substances (atomes, molécules…) présentes à la surface des deux matériaux [7,13-17]. Ce processus de collage est par conséquent applicable à une grande diversité de matériaux. C'est une technique de report qui nécessite des surfaces extrêmement propres. Pour ce faire, la surface des matériaux doit être aplanie pour éliminer la rugosité de surface et nettoyée de toutes impuretés, notamment organiques.

On distingue généralement deux types de collage direct : le collage hydrophobe ou hydrophile. Cependant les différentes études ont montré que le collage hydrophile est plus aisé à réaliser avec une énergie de collage plus intéressante [13]. Forts de l'expérience développée depuis de nombreuses années au CEA-Léti dans cette technologie, nous avons donc opté pour un collage direct hydrophile pour la réalisation des étapes de report pour la fabrication du micro-résonateur bifréquence. Ce report implique un collage hydrophile SiO_2-ECR/SiO_2-LPCVD. L'ensemble des étapes de préparation et les transferts par collage direct mentionnés dans ce travail sont réalisés au CEA Leti[11].

3.2.3. Fabrication de cristal photonique

Afin de procéder à la nano-fabrication du résonateur cristal photonique membranaire, le substrat InP et la couche sacrificielle InGaAs sont éliminées sélectivement et successivement dans une solution HCl et $FeCl_3$. On obtient finalement une hétéro-structure composée par une membrane d'InP reportée sur une demi-cavité Fabry Pérot verticale Si/SiO_2 sur un substrat silicium (Fig. 3-9).

[11] Tous nos remerciements à M. Emmanuel AUGENDRE pour sa collaboration et son soutien dans la réalisation technologique du micro-résonateur pour la fourniture des demi-cavités Fabry Pérot multicouches Si/SiO_2 et la réalisation des étapes de transfert par collage.

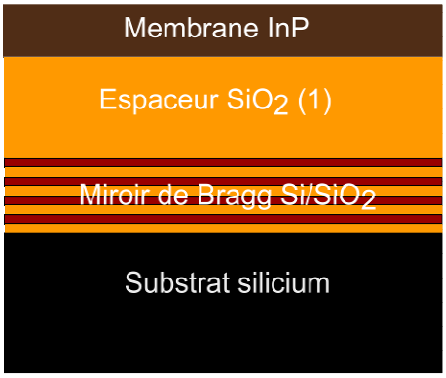


Fig. 3-9 : Representation schématique de l'hétéro-structure InP sur une demi-cavité Fabry Pérot multicouches Si/SiO_2 après retrait du substrat InP et de la couche sacrificielle InGaAs.

La fabrication d'un résonateur cristal photonique membranaire comporte deux étapes essentielles qui sont l'écriture par lithographie électronique du cristal photonique dans un masque de résine et son transfert par gravure par voie sèche dans le guide membranaire. Les différentes étapes du procédé de structuration de la membrane d'InP sont résumées par la figure 3-10. Du fait de la faible tenue des résines à la gravure ionique réactive, on utilise en général un masque solide intermédiaire entre l'étape de lithographie et le transfert du motif cristal photonique dans la membrane InP. Dans notre procédé, la membrane InP est recouverte à cet effet préalablement d'un masque SiO_2 de 100nm déposé par pulvérisation réactive. On étale ensuite une résine organique électro-sensible (PMMA[12]) positive sur l'échantillon. Le réseau prédéfini est inscrit dans la résine par nano-lithographie électronique (annexe 1). Après la révélation des zones insolées dans une solution du MIBK[13], le motif cristal photonique est transféré dans le masque SiO_2 par gravure ionique réactive (RIE : Reactive Ion Etching) dans un plasma CHF_3 [18]. Le masque du PMMA est ensuite retiré par un plasma d'oxygène et le cristal photonique est alors transféré dans la membrane InP par RIE dans une mélange réactif CH_4/H_2 [19]. On notera ici que nous avons utilisé une procédure de transfert optimale car largement utilisée dans le cadre des projets de l'équipe Nanophotonique de l'INL depuis de nombreuses années. La figure 3-11 montre une vue au MEB d'un cristal photonique 1D typique réalisé (Fig. 3-9).

[12] Le polyméthacrylate de méthyle (PMMA : Polymethyl Methacrylate en anglais)

[13] Methyl isobutyl ketone (anglais)

Fig. 3-10 : Représentation schématique des différentes étapes de nano-fabrication d'un cristal photonique.

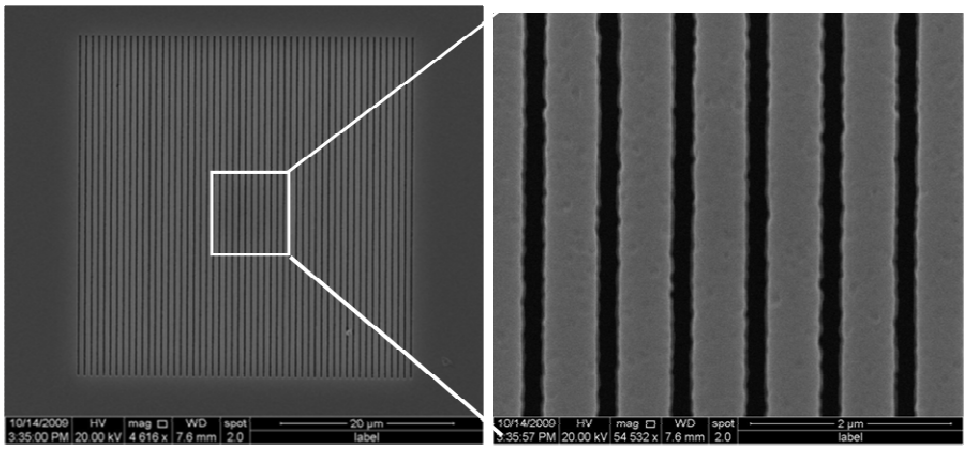


Fig. 3-11 : Image en microscopie électronique à balayage (MEB) d'un cristal photonique monodimensionnel

3.2.4. Conclusion

Nous avons présenté le schéma technologique à « double report » développé spécifiquement pour la fabrication du micro-résonateur bifréquence dans le cadre de cette thèse. Bien qu'inspirée par les développements technologiques déjà stabilisés au cours des années dans le cadre des projets sur l'intégration photonique III-V sur Si entre l'INL et le CAE-Léti, cette procédure technologique nécessitait de nouvelles mises au point des étapes-clés avec plus particulièrement l'intégration hétérogène avec un double collage direct, dont un impliquant des surfaces structurées, le contrôle fin des interfaces et des épaisseurs des multitouches Si/SiO_2 déposés par LPCVD. Dans la section suivante, nous nous intéressons à la caractérisation d'un dispositif passif réalisé suivant ce procédé à double report.

3.3. Cavité bifréquence froide

3.3.1. Conception

Dans cette partie, nous nous intéressons à la fabrication d'un démonstrateur de micro-résonateur bifréquence passif associant un cristal photonique résonant et une cavité Fabry Pérot selon la procédure technologique à double report que nous venons de présenter dans la section précédente.

Le cristal photonique résonateur est formé par un réseau de fentes d'air rectilignes de période 0.9 µm avec un facteur de remplissage de 47% en air dans une membrane d'InP de 0.58 µm d'épaisseur. La figure 3-12 illustre le spectre de réflectivité du cristal photonique résonateur entouré par du SiO_2 pour une onde TE (champ électrique parallèle aux fentes) en

incidence normale. Ce spectre montre une résonance à 1.528 μm avec un mode de Bloch à l'évidence à fort taux de couplage vertical comme le suggère la largeur du pic de résonance correspondant à un facteur de qualité, extrait du modèle « modes couplés » du chapitre 2, d'environ Q_0=30.

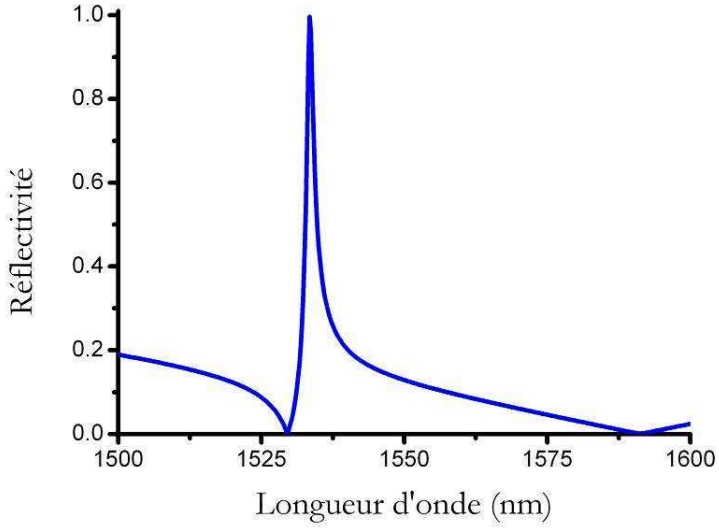


Fig. 3-12 : Calcul du spectre de réflectivité en incidence normale d'un cristal photonique 1D membranaire d'InP d'épaisseur 0.58 μm, de période 0.9 et de facteur de remplissage de 0.47 en air entouré de SiO_2.

Nous avons déjà évoqué au chapitre 2 que l'utilisation d'un résonateur cristal photonique à faible facteur de qualité présente l'avantage d'être technologiquement moins contraignant. Cependant, on notera que ce faible facteur de qualité (Q_0=30) ne permet pas la réalisation d'une différence de fréquence de l'ordre de quelques THz avec un couplage (recouvrement) optimal entre le mode Fabry Pérot et celui du cristal photonique résonateur. On optera par conséquent pour une diminution du couplage, donc une réduction de la différence de fréquence, par un affaiblissement du recouvrement optique entre les deux modes.

La cavité bifréquence complète est composée par deux réflecteurs de Bragg Si/SiO_2 comportant chacun 4 alternances de bicouches et le cristal photonique résonateur (Fig. 3-12) Le cristal photonique est entouré par deux espaceurs SiO_2 d'épaisseurs 1.1 μm (bas) et de 0.82 μm (haut). Le spectre de transmission calculé est donné sur la figure 3-13. On note bien le couplage entre la cavité Fabry Pérot et le cristal photonique avec l'apparition de deux modes autour de 1,536 μm. La différence de fréquence entre les deux résonances est ~2THz.

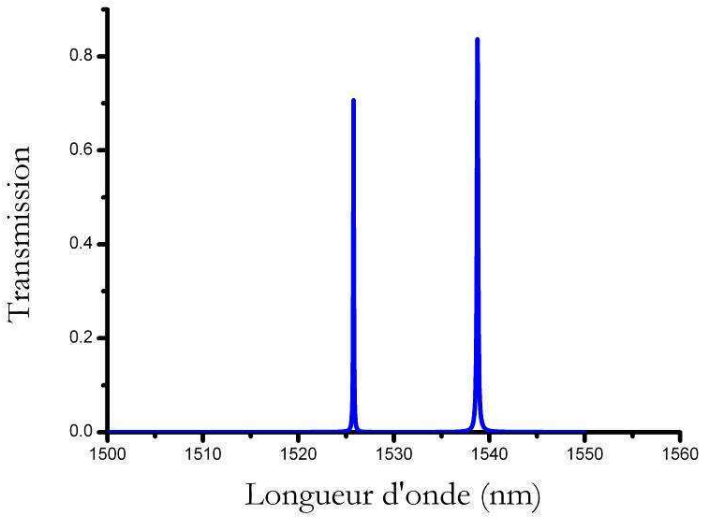


Fig. 3-13 : Calcul du spectre de réflectivité de la cavité bifréquence associant un cristal photonique membranaire (Fig. 3- 12) et une cavité Fabry Pérot multicouches de Bragg Si/SiO_2.

3.3.2. Fabrication et caractérisation par réflectivité

Notons que la réalisation parfaite de la structure simulée est très délicate. En particulier, il y aura toujours une incertitude sur le facteur de remplissage expérimental du fait des tolérances sur les dimensions finies des réseaux. Pour ce faire, nous avons réalisé sur la même puce des cristaux photoniques avec des facteurs de remplissages différents en appliquant lors de l'écriture une variation de la dose d'insolation en lithographie électronique. Les cristaux photoniques sont réalisés périodiquement sur une puce (Fig. 3-9) qui est ensuite ra reportée sur la deuxième demi-cavité Fabry Pérot.

Le retrait complet du substrat silicium de la puce, (étape 6 du schéma à double report) s'est révélé plutôt délicat. De par la présence du silicium dans les miroirs de Bragg, la gravure sélective par voie humide n'était pas indiquée. Seule la voie par gravure sèche nous a semblé possible. Après l'amincissement du substrat silicium par CMP jusqu'à environ 70 µm d'épaisseur, des conditions mettant en jeu des cinétiques relativement élevées ont été appliquées pour la gravure du substrat silicium restant dans un mélange SF_6/O_2. Grâce à un système d'observation in situ nous avons observé un décollement de la puce reportée en cours de gravure sèche du substrat silicium. Ce phénomène de décollement fait probablement apparaître un mécanisme de relaxation des contraintes dans les multicouches déposés par LPCVD.

Afin de réaliser néanmoins les mesures de réflectivité, le substrat silicium est aminci partiellement sur une puce CMP jusqu'à à environ 70 µm d'épaisseur restant. Une couche anti-reflet SiNx (n=1.8) quart d'onde (~200 nm) a été déposée ensuite par pulvérisation réactive sur la puce pour la suppression des résonances Fabry-Pérot parasites du substrat silicium. Le banc expérimental de réflectivité reste identique à celui de la figure 3-3. La figure 3- 14 montre les spectres de réflectivités sur des parties sans cristal photonique avant et après le dépôt de la couche d'antireflet SiNx.

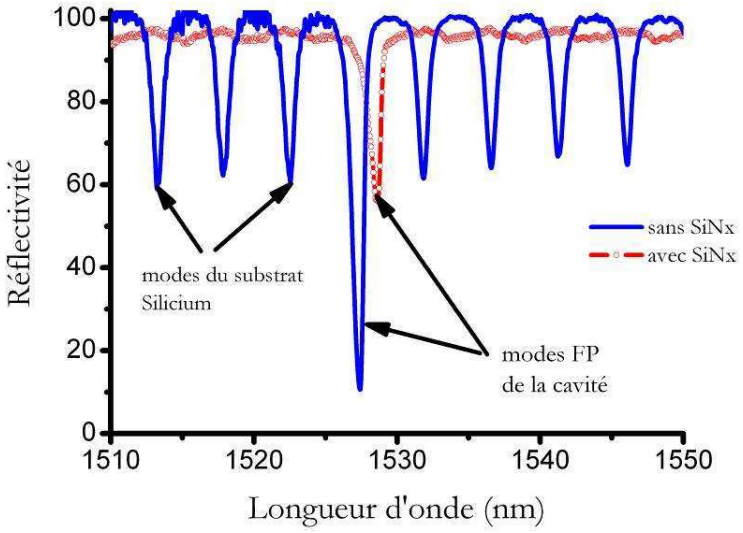


Fig. 3-14 : Spectre de réflectivité expérimentale sur une zone sans cristal photonique de la puce avant et après dépôt de la couche d'anti-réflexion SiNx.

On peut noter la présence de nombreuses résonances Fabry Pérot liées au substrat silicium de 70 µm restant avant le dépôt de la couche antireflet. L'atténuation quasi-complète des résonances parasites du substrat témoigne bien de la qualité de notre couche antireflet. La résonance de la cavité Fabry Pérot se situe autour de 1.528 µm avec une largeur à mi-hauteur de l'ordre de 1 nm environ (avec ou sans couche SiNx). Il faut noter que la résonance Fabry Pérot est aussi dissymétrique ici comme nous l'avons déjà observée précédemment dans la première partie de ce chapitre (Fig. 3-4). En procédant de façon analogue comme dans la section 3.1.4, le facteur de qualité du mode longitudinal de résonance (Fig. 3-14) est estimé à environ Q_{FP}~3000.

Différentes mesures de réflectivités ont été réalisées ensuite sur la puce après le dépôt de la couche antireflet pour la caractérisation et la localisation des zones avec un cristal photonique résonateur (effet bimode). Les spectres de réflectivité mesurés sur trois zones différentes avec un cristal photonique sont reportés sur la figure 3-15 ci-dessous. L'effet de résonance bifréquence est clairement démontré. Les différences de fréquences se situent entre 0.15 THz à 0.35 THz (tableau 3.1).

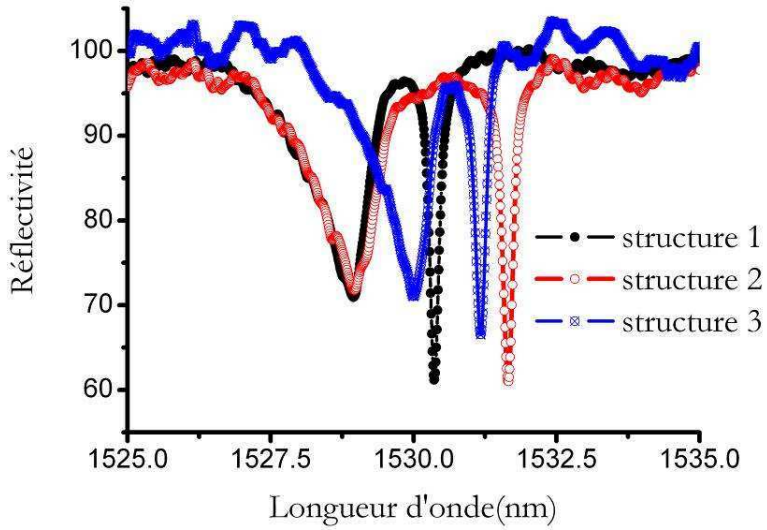


Fig. 3-15 : Spectre de réflectivité expérimentale sur trois zones différentes de la puce avec un cristal photonique après dépôt de la couche d'anti-réflexion SiNx.

Tableau 3.1 : Valeur des différences de fréquences expérimentales (Fig. 3- 15)

	Différence de fréquence (longueur d'onde)
Structure 1	0.188 THz (1,47 nm)
Structure 2	0.345 THz (2,7 nm)
Structure 3	0.128 THz (1 nm)

La faible différence de fréquence entre les deux pics de résonances indique clairement que la cavité Fabry Pérot et le cristal photonique sont en parfait accord spectral d'une part et que le cristal photonique est positionné en un point du champ Fabry Pérot de faible amplitude d'autre part. Les différences de fréquences obtenues sont néanmoins très

inférieures aux résultats attendus, i.e une différence de fréquence de l'ordre de 2 THz. Cette différence peut s'expliquer par les incertitudes sur l'épaisseur réelle de chaque couche du micro-résonateur, et donc de la force du couplage entre la cavité Fabry Pérot et le cristal photonique, par rapport à la structure simulée.

La résonance de droite (longueur d'onde supérieure) de chaque structure (Fig. 3-15) montre un spectre de réflectivité symétrique avec une largeur à mi-hauteur moyenne d'environ 0.23 nm, soit un facteur de qualité de l'ordre de Q~6500. Ce qui correspond au double du facteur de qualité du mode fondamental de la cavité Fabry Pérot seul. Ce résultat démontre par conséquent que la résonance bifréquence est bien liée au couplage entre la cavité Fabry Pérot et le cristal photonique résonateur. Ce fort facteur de qualité témoigne par ailleurs que les pertes latérales du mode optique de la résonance de droite sont négligeables grâce au confinement latéral offert par le cristal photonique.

La résonance de gauche (longueur d'onde inférieure) de chaque structure (Fig. 3-15) présente à l'inverse un comportement similaire au mode Fabry Pérot seul avec un spectre de réflectivité dissymétrique et une largeur à mi-hauteur comparable au mode de résonance Fabry Pérot. Ce comportement s'explique par la superposition des modes Fabry Pérot à cette dernière.

3.3.3. Conclusion

Nous avons proposé et réalisé dans ce chapitre un schéma technologique de fabrication complet pour la réalisation du micro-résonateur bifréquence. Ce schéma technologique a été mis en œuvre pour la réalisation d'un premier démonstrateur passif. Les résultats expérimentaux, que nous venons de présenter, ont permis de valider le principe de fonctionnement du micro-résonateur bifréquence. Nous avons en effet vu que lorsque le cristal photonique et le résonateur sont en accord de résonance, cela conduit à un couplage optique entre les deux résonateurs. Il en résulte un comportement bifréquence comme nous l'avons analysé dans cette section. De plus nous avons vu que le facteur de qualité des modes hybrides issu de ce couplage est égal au double du facteur de qualité de la cavité Fabry Pérot en absence de perturbation engendrée par les modes Fabry Pérot latéraux. La présence des modes latéraux dans une cavité verticale a pour conséquence une augmentation générale de pertes optiques verticales d'une part et l'introduction de pertes latérales importantes d'autre part. Dans la perspective de la réalisation d'un dispositif actif, la maîtrise et la réduction de ces pertes est indispensable pour la réduction du seuil laser et une bonne efficacité de conversion du pompage laser. La fabrication de composant actif suivant le schéma

technologique à double report est toujours en cours. Nous reviendrons dans le chapitre 5 suivant sur l'étude d'émission laser dans le cas des puits quantiques et des boites quantiques.

Bibliographie chapitre 3

[1] Milton Ohring, "Materials Science of thin films, deposition and structure," *Academic Press*, 2002.

[2] K. Kusiaku, J.L. Leclercq, P. Regreny, C. Seassal, P. Viktorovitch, X. Letartre, and F. Philippe, "Dual-wavelength laser for THz generation by photo-mixing," *Proc. SPIE*, 2012, p. 84250H-84250H-8.

[3] K.I. Herbert, and E. Li, "Vertical surface emitting laser devices," *Photonic, Springer*, 2002.

[4] M.K. Lee, D.S. Wuu, and H. H. Tung "Heteroepitaxial growth of InP directly on Si by low pressure metalorganic chemical vapor deposition," *Applied Physics Letters*, vol. 50, 1987, pp. 1725-1726.

[5] O. Parillaud, E. Gillafon, B. Gérard, P. Etienne, and D. Pribat, "High quality InP on Si by conformal growth," *Applied Physics Letters*, vol. 68, 1996, pp. 2654-2656.

[6] D.B. Umesh. P. Gomes, Kuldeep, Kumud Ranjan, and S. Rathi, "A Strategic Review on Growth of InP on Silicon Substrate for Applications in High Frequency RF Devices," *International journal of electrical and electonics engineering*, vol. 1, 2011.

[7] H. Park, A.W. Fang, D. Liang, Y.-hao Kuo, H.-hao Chang, B.R. Koch, H.-wen Chen, M.N. Sysak, R. Jones, and J.E. Bowers, "Photonic Integration on the Hybrid Silicon Evanescent Device Platform," *Advances in optical technologies*, vol. 2008, 2008, p. ID 682978.

[8] G. Roelkens, D.V. Thourhout, and R. Baets, "Heterogeneous integration of III-V membrane devices and ultracompact SOI waveguides," *LEOS summer top meeting*, 2004.

[9] J.W. Chung, E. L. Piner, and T. Palacios, "N-Face GaN / AlGaN HEMTs Fabricated Through Layer Transfer Technology," *IEEE electron device letters*, vol. 30, 2009, pp. 113-115.

[10] G. Roelkens, J. Brouckaert, D.V. Thourhout, R. Baets, and R. Nötzel, "Adhesive Bonding of InP / InGaAsP Dies to Processed Silicon-On-Insulator Wafers using DVS-bis-Benzocyclobutene," *Journal of the electrochemical society*, vol. 153, 2006, pp. G1015-1019.

[11] B.G. Yacobi, S. Martin, K. Davis, A. Hudson, and M. Hubert, "Adhesive bonding in microelectronics and photonics," *Journal of applied physics*, vol. 91, 2002, pp. 6227-6262.

[12] F. Niklaus, G. Stemme, R.J. Gutmann, A. Hardening, and B. Film, "APPLIED PHYSICS REVIEWS — FOCUSED REVIEW Adhesive wafer bonding," *Journal of applied physics*, vol. 99, 2006, pp. 031101-1:28.

[13] P. Gueguen, C. Ventosa, L.D. Cioccio, H. Moriceau, F. Grossi, M. Rivoire, P. Leduc, and L. Clavelier, "Microelectronic Engineering Physics of direct bonding : Applications to 3D heterogeneous or monolithic integration," *Microelectronic engineering*, vol. 87, 2010, pp. 477-484.

[14] K. Hjort, "Transfer of InP epilayers by wafer bonding," *Journal of crystal growth*, vol. 268, 2004, pp. 346-358.

[15] D. Pasquariello, M. Camacho, and K. Hjort, "Evaluation of InP-to-silicon heterobonding," *Materials science and engineering B*, vol. 80, 2001, pp. 134- 137.

[16] P. Maszara, G. Goetz, A. Caviglia, and J.B. Mckitterick, "Bonding of silicon wafers for silicon on insulator," *Journal of applied physics*, vol. 64, 1988, pp. 4943-4950.

[17] D.A. Litton and S.H. Garofalini, "Modeling of hydrophilic wafer bonding by molecular dynamics simulations," *Journal of applied physics*, vol. 89, 2001, pp. 6013-6023.

[18] M. Abdolahad, J.N. Nilchi, and S. Mohajerzadeh, "Fluorine-free high-resolution selective plasma etching of silicon-oxide layers on silicon substrates," *Journal of physics D: Applied physics*, vol. 43, 2010, p. 395402.

[19] J.L. Leclercq, P. Rojo-romeo, C. Seassal, J. Mouette, X. Letartre, and P. Viktorovitch, "3D structuring of mulilayer suspended membranes including 2D photonic crystal structures," *Journal of vacuum science and technology B*, vol. 21, 2003, pp. 2903-2906.

Chapitre 4

Microrésonateur bifréquence actif:
Emission spontanée dans une cavité optique

SOMMAIRE

4.1. Émission dans une microcavité optique verticale....93
4.1.2. Gain modal et facteur de confinement....93
4.1.3. Accord spectral entre l'émetteur et la cavité optique....95
4.1.4. Conclusion....96
4.2. Démonstration d'émission spontanée bifréquence....97
4.2.1. Micro-résonateur à cavité externe....97
4.2.2. Caractérisation optique : photoluminescence....98
4. 3. Conclusion....102

L'étude de l'interaction entre un dipôle émetteur et une microcavité optique constitue sans aucun doute un domaine pionnier qui a gouverné une bonne partie des recherches sur la physique et le développement des microcavités optiques. Les études théoriques et expérimentales ont permis de montrer qu'une microcavité optique peut permettre d'exalter ou d'inhiber l'émission spontanée d'un dipôle émetteur à l'intérieur de celle-ci. C'est un sujet extrêmement vaste théoriquement et expérimentalement. Ce chapitre n'a pas pour objectif de faire un rappel historique ni une description exhaustive de l'émission spontanée dans une microcavité. Nous décrirons ici uniquement et sommairement les paramètres fondamentaux indispensables pour la compréhension de l'intérêt et de l'utilisation des microcavités optiques. On s'intéressera ensuite, et en dernier point, à l'étude de l'émission spontanée avec un micro-résonateur bifréquence à cavité externe verticale.

4.1. Émission dans une microcavité optique verticale

4.1.1. Émission spontanée

L'émission spontanée, par définition, est un processus irréversible d'émission d'un photon par un atome dans un mode optique de l'espace libre. Cette définition illustre très bien que l'émission de la lumière n'est pas une propriété quantique intrinsèque de l'atome uniquement mais de l'association des deux états: un état électronique et un état optique, d'où tout l'intérêt de l'application des microcavités optiques pour la réalisation de composants actifs [1]. Un paramètre fondamental, bien connu, de l'émission spontanée est son taux d'émission ($1/\tau_{spon}$). Il traduit la probabilité d'émission d'un photon par le dipôle dans un environnement électromagnétique donné. L'émission spontanée dépend fortement de la densité d'états électromagnétiques environnant le dipôle émetteur [2-6]. Elle peut être ainsi exaltée [2] ou au contraire inhibée [3] par une microcavité optique qui modifie la densité d'états électromagnétiques accessibles au dipôle émetteur. Dans le cas de composants émetteurs comme les diodes ou les lasers, il s'agit d'obtenir une exaltation la plus importante possible. La réalisation de cette interaction nécessite un accord spectral et spatial entre le résonateur optique et le matériau émetteur.

4.1.2. Gain modal et facteur de confinement

Le recouvrement spatial entre le dipôle émetteur et le mode de résonance de la microcavité optique est un paramètre déterminant pour leur couplage et l'exaltation de l'émission spontanée. En effet, une bonne efficacité de couplage nécessite que le dipôle

émetteur bénéficie d'une forte densité d'énergie électromagnétique pour l'amélioration de l'interaction onde-matière. La figure 4.1 illustre la répartition du champ électrique du mode de résonance dans une cavité Fabry-Pérot verticale constituée par des couches de Si et SiO_2. Les miroirs de Bragg sont constitués chacun par 4 paires de couches quart d'onde Si et SiO_2. L'épaisseur de la cavité SiO_2 est fixée à 3.1 µm pour avoir une résonance autour de 1.5025 µm. On remarque que la répartition du champ du mode de résonance est périodique (sinusoïdal). Afin d'exalter efficacement l'émission des structures quantiques dans une cavité verticale, il parait donc indispensable de positionner ces dernières sur les maxima du champ Fabry Pérot [7]. On introduit alors le terme de gain modal (4.1) qui caractérise l'accord spatial entre les couches émettrices et le mode de la cavité [8]. Le terme g_0 représente le gain intrinsèque du matériau émetteur utilisé. La relation 4.1 traduit le fait que le gain modal est une fraction du gain du matériau représenté par le facteur de confinement Γ [9]. Dans le cas des structures à émission verticale par la surface, la composante longitudinale du facteur de confinement doit être optimale d'autant que l'épaisseur de la zone active est très faible à l'inverse des structures à émission par la tranche.

$$\Gamma g_0 = \frac{\iiint_{\text{zone active}} g_0(r)\,n(r)\left|\overrightarrow{E(r)}\right|^2 d\vec{r}}{\iiint_{\text{cavité}} n(r)\left|\overrightarrow{E(r)}\right|^2 d\vec{r}} \qquad 4.1$$

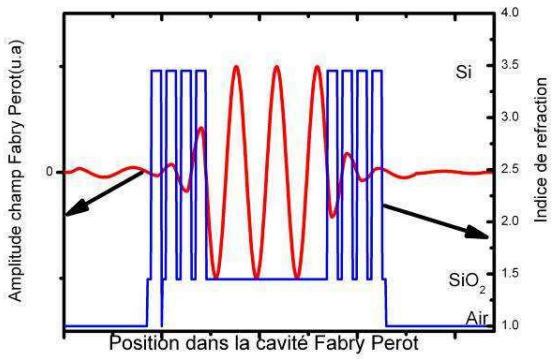


Fig. 4.1 : Représentation du champ électrique du mode de résonance et de la du profil d'indice optique d'une cavité Fabry Pérot verticale multicouche Si/SiO_2.

4.1.3. Accord spectral entre l'émetteur et la cavité optique

L'émission spontanée peut être exaltée ou au contraire inhibée selon le décalage entre le spectre de gain du matériau émetteur et les résonances de la cavité optique. La figure 4.2 montre la condition d'accord spectral nécessaire pour une émission monomode ou multi-mode. Seuls les modes dont le spectre de résonance recouvre le spectre de gain peuvent participer à l'émission lumineuse.

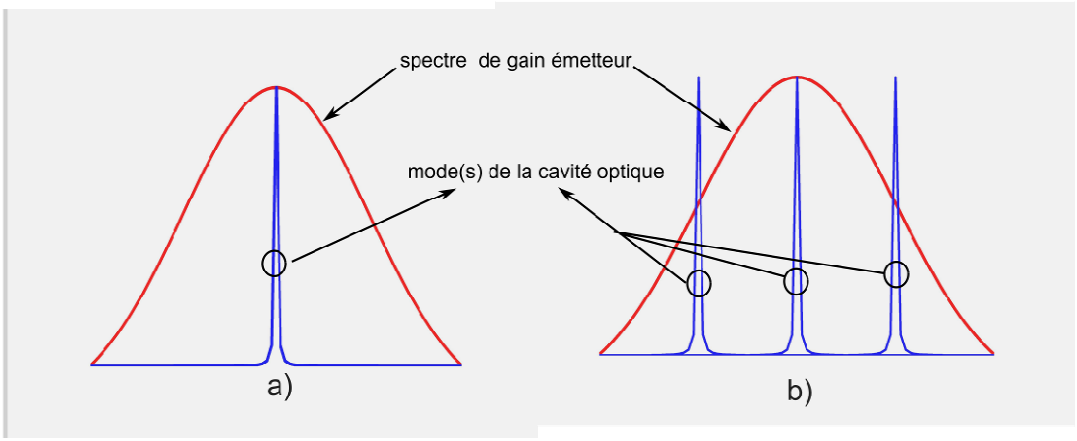


Fig. 4.2 : Illustration de l'accord spectral entre le spectre d'émission d'un dipôle atomique et du (des) mode(s) de résonance(s) d'une microcavité optique pour l'exaltation d'une émission spontanée monomode (a) ou multi-mode(b).

Considérons maintenant le cas d'une microcavité Fabry Pérot verticale formée par deux miroirs de réflectivité (transmission) R_1 (T_1)et R_2(T_2)[14] séparés par une cavité d'épaisseur optique effective L_{opt}. La transmission (T) du filtre Fabry Pérot ainsi formé s'exprime par la relation 4. 2.

$$T = \frac{T_1 T_2}{1 + R_1 R_2 - 2\sqrt{R_1 R_2}\cos\left(\frac{4\pi L_{opt}\nu}{c}\right)} \qquad 4.\ 2$$

Les modes de résonances correspondent aux maximums de la fonction T (4.2) où le terme sinusoïdal de la fonction de transfert T est nul. On peut démontrer alors que l'intervalle spectral libre (ISL) entre deux résonances consécutives s'écrit :

[14] On considère des miroirs parfait sans absorption $R_i+T_i=1$.

$$ISL = \frac{\lambda^2}{2L_{opt}} \qquad 4.\ 3$$

Afin de favoriser l'interaction onde-matière, il est indispensable d'assurer une forte densité d'énergie électromagnétique dans la cavité. Nous avons évoqué à cet effet précédemment qu'il convient alors de positionner les couches émettrices sur les maxima du champ Fabry Pérot. L'amplitude du champ Fabry Pérot en ces maxima est inversement proportionnelle à la racine carrée de l'épaisseur optique. Cela exige par conséquent la réalisation de cavités avec une faible épaisseur optique, généralement de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de résonance de la cavité. Il en résulte un intervalle spectral libre très large entre deux modes consécutifs de résonances. Le spectre de gain des puits ou boites quantiques couramment utilisés dans une cavité verticale étant plus étroit que l'intervalle spectrale libre de cette dernière, cela impose un fonctionnement monomode.

4.1.4. Conclusion

En résumé, nous avons introduit dans cette section les paramètres de facteur de confinement et de recouvrement spectral qui sont indispensables pour une bonne efficacité d'exaltation de l'émission spontanée par une microcavité optique. Il faut noter ici que ces deux facteurs sont des éléments cruciaux pour la réalisation d'une émission laser dans une cavité verticale. L'obtention de l'effet laser nécessite en effet un gain suffisant pour compenser les pertes de la cavité (absorption et fuites latérales de photons). Dans le cas de structures à cavité verticale, le mode laser bénéficie d'une faible épaisseur de zone de gain optique de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres seulement (10~50 nm) et le gain modal et donc limité. Il convient donc d'une part de réaliser des cavités de faible épaisseur et, d'autre part, d'assurer un fort facteur de qualité afin de favoriser un nombre important de passage des photons dans la zone active.

4.2. Démonstration d'émission spontanée bifréquence

4.2.1. Micro-résonateur à cavité externe

Avant d'aborder l'étude d'une émission laser bifréquence avec le dispositif proposé dans ce travail, il convient de nous attarder un moment sur la démonstration de l'émission spontanée bifréquence. La fabrication d'un micro-résonateur actif monolithique selon le schéma à double report présenté dans le chapitre 3 est toujours en cours de réalisation. Cependant afin de valider le principe d'une émission spontanée bimode, nous avons réalisé une structure à cavité externe comme celle schématisée sur la figure 4.3. Ce micro-résonateur

à cavité externe présente ici un avantage technologique majeur puisqu'il ne nécessite pas la réalisation d'un deuxième transfert par collage comme dans le cas d'une structure monolithique.

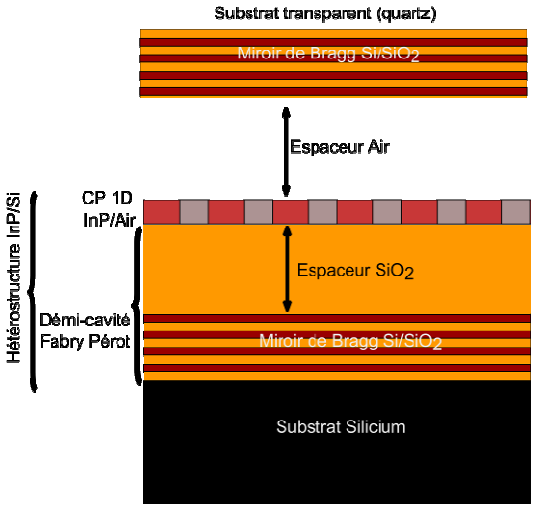


Fig. 4.3 : Représentation d'une vue longitudinale de la structure de micro-résonant bifréquence à cavité externe verticale.

Le micro-résonateur à cavité externe étudié est composé par une hétéro-structure hybride active et un miroir externe mobile sur substrat transparent (quartz). L'hétéro-structure est formée par une demi-cavité Fabry Pérot multicouche Si/SiO_2 avec un espaceur SiO_2 de 750 nm d'épaisseur sur lequel on a reporté une membrane InP active de 200 nm d'épaisseur. La membrane InP comporte 4 puits quantiques InAsP/InP dont le gain est centré sur 1.55 μm. Les étapes de fabrication de l'hétéro-structure sont identiques à celles illustrées dans le schéma technologique à double reports du micro-résonateur bifréquence présenté dans le chapitre 3.

La membrane InP a été structurée pour la réalisation du résonateur cristal photonique 1D à base de fentes d'air. La période du réseau de cristal photonique est de 0.745 μm avec un facteur de remplissage en InP variant autour de 82%. La figure 4.4 illustre le spectre de réflectivité du cristal photonique avec un milieu d'incidence en air et un milieu de transmission en SiO_2.

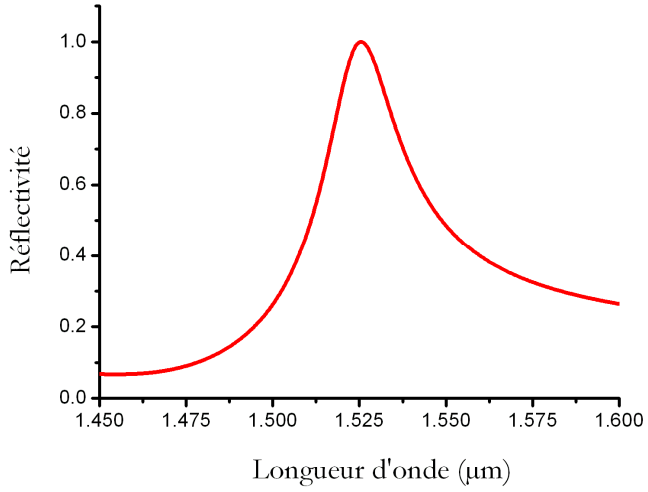


Fig. 4.4 : Calcul par simulation FDTD du spectre de réflectivité d'un cristal photonique 1D InP/Air entouré par de l'air (milieu d'incidence) et de SiO_2 (milieu de transmission) de période 0.743 µm avec un facteur de remplissage de 0.825 (%InP.) dans une membrane InP de 200 nm d'épaisseur.

Notons ici que l'épaisseur de l'espaceur SiO_2 (Fig. 4.3) a été choisie de manière à obtenir une cavité d'épaisseur optique quart d'onde (~3λ/4) formée par la membrane cristal photonique et le miroir de Bragg Si/SiO_2 sur le substrat silicium. Ceci permet d'inhiber partiellement les pertes par rayonnement du mode de résonance du cristal photonique par un processus d'interférences destructives [10]. Il en résulte non seulement une modification du diagramme de rayonnement du mode de résonance du cristal photonique mais aussi et surtout une augmentation de son facteur de qualité. Cette approche a été mise en œuvre pour le développement de micro-laser cristal photonique à émission par la surface à faible seuil [10].

4.2.2. Caractérisation optique : photoluminescence

Le micro-résonateur à cavité externe schématisé sur la figure 4.3 a été fabriqué et caractérisé par photoluminescence à température ambiante. La photoluminescence est une technique qui consiste à analyser la lumière émise par un échantillon lorsqu'il est excité par un faisceau laser incident. Ce dernier crée des paires électrons trous dans les barrières entourant les puits quantiques. Ces porteurs vont ensuite se recombiner au sein des puits quantiques en émettant de la lumière (luminescence). Le banc de caractérisation optique de photoluminescence est représenté sur la figure 4.5 ci-dessous. Il comporte une diode laser à 800 nm pour le pompage optique des barrières. Un système optique composé par une

camera infrarouge, une source visible et deux miroirs (3 et 4)[15] permet de déterminer parfaitement la position du faisceau de pompage sur l'échantillon. L'émission infrarouge de la structure est dirigée vers un spectromètre d'analyse pour l'étude son spectre d'émission.

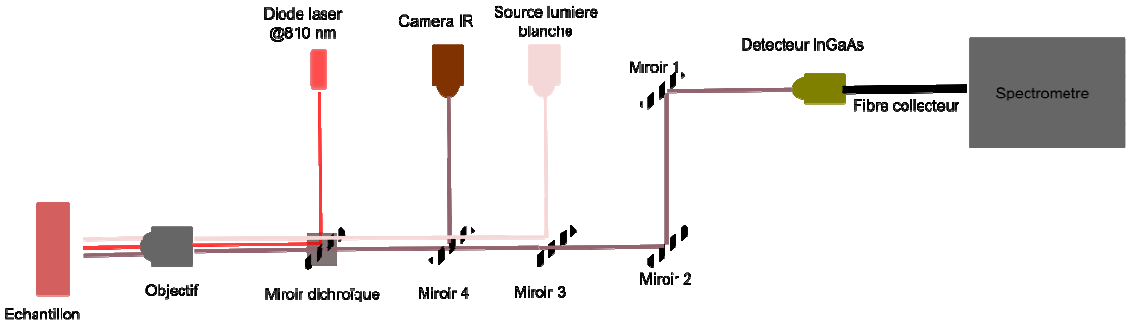


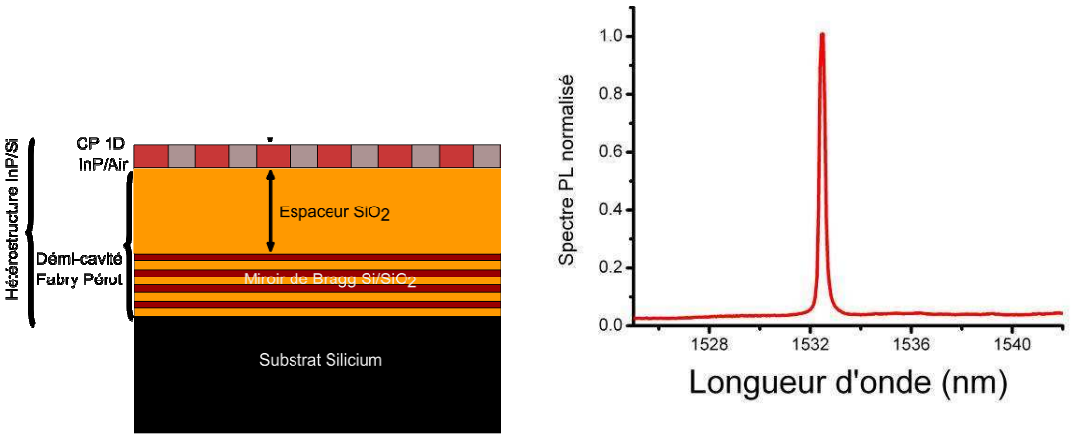
Fig. 4. 5 : Schéma du ban expérimental de photoluminescence.

Pour la réalisation des mesures de photoluminescence la diode de pompe est alimentée par un générateur à impulsions électriques. Nous avons choisi des durées d'impulsions de 10ns sur une période de répétition de 200 ns. Ce faible cycle de pompage optique permet d'éviter un trop grand échauffement de la structure qui n'est pas refroidie durant les mesures.

La figure 4.6 montre le spectre expérimental de photoluminescence[16] de l'hétéro-structure active seule (1/2 cavité). On remarque un pic démission spontanée à 1,53 µm, correspondant au mode cristal photonique [11].

[15] Les miroirs 3 et 4 sont décalés par rapport à l'axe optique du système après l'alignement du faisceau de pompage sur la structure à caractériser pour permettre la mesure du signal infrarouge sur le reste du banc de mesure.

[16] Une mesure de réflectivité sur l'hétéro-structure est rendue impossible par la forte absorption des puits quantiques.



a) b)

Fig. 4.6 : a) Représentation schématique de l'hétérostructure active avec un cristal photonique 1D InP/Air comportant 4 puits quantiques InAsP/InP et b) Spectre d'émission de photoluminescence de l'hétéro-structure active.

Pour former la structure à cavité externe, un second miroir de Bragg Si/SiO_2 de 4 paires de couches sur un substrat de quartz est mis en regard avec la ½ cavité active. On obtient donc un micro-résonateur hybride, comme proposé dans ce travail, avec l'espaceur bas en SiO_2 et l'espaceur haut en air avec un miroir supérieur mobile. Ce dernier est translatable manuellement grâce aux vis micrométriques de son support et par un moteur piézoélectrique. La figure 4.7 présente le spectre de photoluminescence du micro-résonateur complet à cavité externe. On observe cette fois-ci distinctement deux pics de résonances d'émission spontanée autour de 1.534 µm. Les deux pics sont séparés d'environs 2 nm en longueur d'onde soit environ 0.255 THz. La simulation par FDTD du microrésonateur ajustée par rapport au spectre expérimental nous permet d'estimer une épaisseur du gap d'air d'environ 13.5 µm (Fig. 4.8). Le spectre numérique de transmission démontre que le comportement bifréquence ne peut être dû qu'au couplage optique entre les résonances du cristal photonique et celui de la cavité Fabry Pérot. Par ailleurs l'intervalle spectral libre du résonateur à cavité externe ainsi formé est beaucoup plus grand (~150 nm autour de 1.55 µm) que la différence de longueur d'onde entre les deux pics observés. En conclusion, les résultats expérimentaux dans ce chapitre viennent consolider la validation du principe de fonctionnement, déjà prouvé dans le cas d'un résonateur passif dans le chapitre 3, du micro-résonateur bifréquence en mode émission.

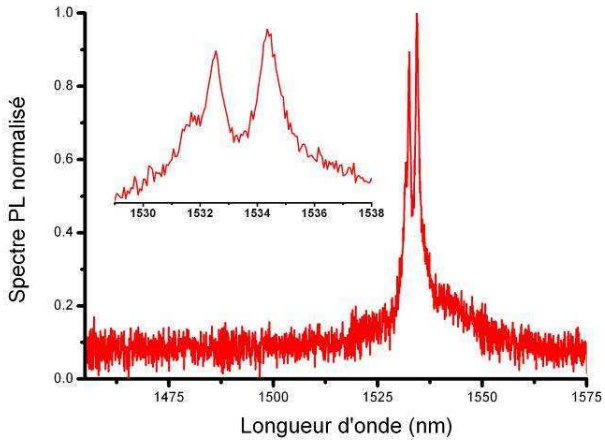


Fig. 4.7: Spectre de photoluminescence du micro-résonateur à cavité externe

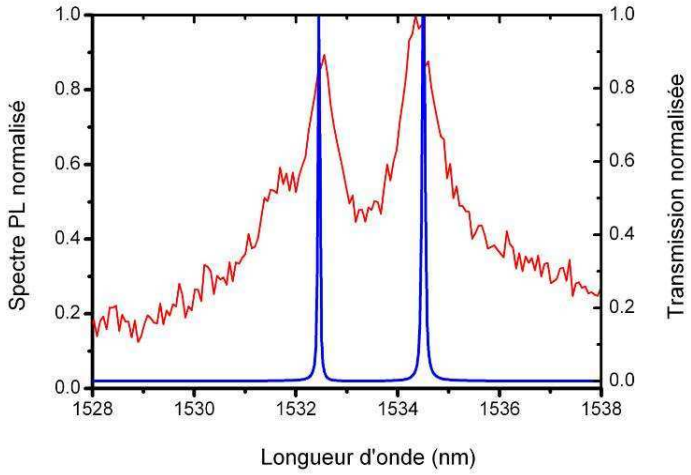


Fig. 4.8: Comparaison du spectre de transmission calculé par simulation FDTD et du spectre expérimentale de photoluminescence du micro-résonateur à cavité externe

4. 3. Conclusion

Nous nous sommes intéressés dans ce chapitre à l'étude de l'émission spontanée bifréquence avec le micro-résonateur étudié dans ce travail. Nous avons donné dans un premier temps une brève description de l'émission spontanée qui peut être exaltée où inhibée par un couplage ou non du dipôle émetteur avec le mode de la cavité. On a présenté à cette occasion les paramètres phénoménologiques fondamentaux gouvernant cette émission spontanée dans une microcavité optique tel le facteur de confinement ou encore l'accord spectral entre le gain du dipôle émetteur et le mode optique de la cavité. Nous avons en particulier vu que dans le cas des microcavités verticales à émission par la surface, il ne peut y avoir qu'un fonctionnement monomode d'une part à cause de l'intervalle spectrale libre extrêmement large imposé par la géométrie de cet type de résonateur (monolithique ou à cavité externe) et d'autre part par la faible largeur du spectre d'émission des structures semi-conductrices émettrices (boites quantiques ou puits quantiques).

Dans la deuxième section de ce chapitre nous sommes intéressés à la validation expérimentale de l'émission spontanée bifréquence dans un micro-résonateur à cavité externe basé sur le micro-résonateur bifréquence proposé dans ce travail. Des caractérisations par photoluminescence à température ambiante ont été réalisées. Elles ont permis de valider le principe d'une émission spontanée bi-mode avec le micro-résonateur étudié dans ce travail. La comparaison des résultats expérimentaux avec des simulations numériques (FDTD) ont permis de montrer que cette émission spontanée bi-mode est réellement liée à la résonance bifréquence de la structure provoquée par un couplage optique entre les modes du cristal photonique membrane et de la cavité Fabry Pérot.

Nous n'avons pas pu cependant démontrer ici une émission laser, même pour un fonctionnement monomode, ce qui est sans doute dû à un très faible gain modal des résonances de la cavité. En effet l'épaisseur de l'espaceur d'air (13.5 μm) est trop grande pour assurer une interaction suffisante des modes de la cavité avec les puits quantiques. Nous reviendrons sur les conditions et l'étude d'une émission laser bifréquence dans le chapitre suivant.

Bibliographie du chapitre 4

[1] K.U. Hiroyuki Yokoyama, "Spontaneous emission and laser oscillation in microcavity," *CRC press*, 2000.
[2] E.M. Purcell, "Spontaneous emission probabilities at radio frenquencies," *Physical Review*, vol. 69, 1946, p. 681.
[3] D. Kleppner, "Inhibited Spontaneous Emission," *Physical Review Letters*, vol. 47, 1981, pp. 233-236.
[4] R. G. Hulet, E.S. Hilfer, and D. Kleppner, "Inhibited spontaneous emission by a Rydberg atom," *Physical Review Letters*, vol. 55, 1985, pp. 2137-2140.
[5] E. Yablonovitch, "Inhibited Spontaneous Emission in Solid-state Physics and Electronics," *Physical Review Letters*, vol. 58, 1987, pp. 2059-2062.
[6] C. Weisbuch, M. Hishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa,"Observation of Coupled excit-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity," *Pyhsical Review Letters*, vol. 69, 1992, pp. 3314-3317.
[7] S.W. Corzine, R.S. Geels, J.W. Scott, R.-H. Yan, and L. a Coldren, "Design of Fabry-Perot surface-emitting lasers with a periodic gain structure," *IEEE journal of quantum electronics*, vol. 25, Jun. 1989, pp. 1513-1524.
[8] C. Wilmsen, H. Temkin, and L. A. Coldren, "Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers : Design, Fabrication, Characterization, *Cambridge University Press*, 1999.
[9] Y.-Z. Huang, Z. Pan, and R.-H. Wu, "Analysis of the optical confinement factor in semiconductor lasers," *Journal of applied physics*, vol. 79, 1996, pp. 3827-3830.
[10] B. Ben Bakir, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, M. Zussy, L. Di Cioccio, and J.M. Fedeli, "Surface-emitting microlaser combining two-dimensional photonic crystal membrane and vertical Bragg mirror," *Applied physics letters*, vol. 88, 2006.
[11] K. Kusiaku, J.L. Leclercq, P. Regreny, C. Seassal, P. Viktorovitch, X. Letartre, and F. Philippe, "Dual-wavelength laser for THz generation by photo-mixing," *Proc. SPIE*, 2012, p. 84250H-84250H-8.

Chapitre 5

Micro-résonateur bifréquence actif :
Modèleisation de l'emission laser bi-fréquence

SOMMAIRE

5.1. Émission laser 105
5.1.1. Équations d'évolution des porteurs 107
5.1.2. Condition seuil de l'émission laser 109
5.2. Émission laser multifréquence 109
5.3. Confinement et densité d'états électronique 110
5.3.1. Quantification des niveaux d'énergies 111
5.3.2. Densité d'état 112
5.4. Modélisation du laser bi-mode 113
5.4.1. Laser bi-mode à puits quantiques 114
5.3.3. Laser bi-mode à boîtes quantiques 117
5.4. Conclusion 119

Nous avons déjà signalé qu'une émission de lumière nécessite l'association d'un résonateur optique et d'un matériau actif (émetteur). Nous avons abordé à cet effet la démonstration d'une émission spontanée bi-mode dans le chapitre précédent. On rappel que l'objectif de ce travail est le développement d'une microcavité laser bifréquence semi-conductrice pour la génération du rayonnement térahertz par photomélange. C'est le lieu de signaler que l'émission laser est un processus non linéaire d'amplification de l'émission lumineuse au sein d'un matériau actif. Il convient par conséquent de nous intéresser d'avantage aux conditions de la stabilité de l'émission laser bi-mode. En effet, du fait de la nature non linéaire de l'émission laser, un mode optique risque de dominer le second et l'émission bi-mode sera alors compromise. Après un bref rappel sur les paramètres fondamentaux de l'émission laser nous aborderons la présentation des structures émettrices semi-conductrices (puits quantiques et boîtes quantiques). Cela nous permettra de pouvoir poser les éléments de bases indispensables à la compréhension de la problématique de la stabilité de l'émission laser bi-mode. La seconde partie de ce chapitre sera ensuite consacrée à l'évaluation de la stabilité de l'émission laser bi-mode, et par conséquent aux choix du matériau actif. Cette étude a été menée dans le cadre du projet Bastet par L. CHUSSEAU et son équipe à l'IES[17] (Montpellier) théoriquement et par simulation numérique. Dans ce rapport nous n'en présenterons que les principales conclusions.

5.1. Émission laser

La réalisation de l'émission laser constitue sans nul doute un aboutissement capital, sinon le plus remarquable, de l'intérêt qu'a suscité la physique des microcavités par leur capacité de confinement optique, de contrôle de l'émission spontanée et l'exaltation de l'interaction onde matière. Le fonctionnement d'un laser est généralement décrit par les équations de populations qui traduisent l'évolution de la densité des électrons et des photons au sein du résonateur laser. On distinguera principalement quatre types de processus au sein d'un résonateur laser comme illustrés sur la figure 5.1 qui sont l'absorption (1), l'émission spontanée (2), l'émission stimulée ou laser (3) et les recombinaisons non-radiatives (4).

[17] Institut d'Electronique du Sud.

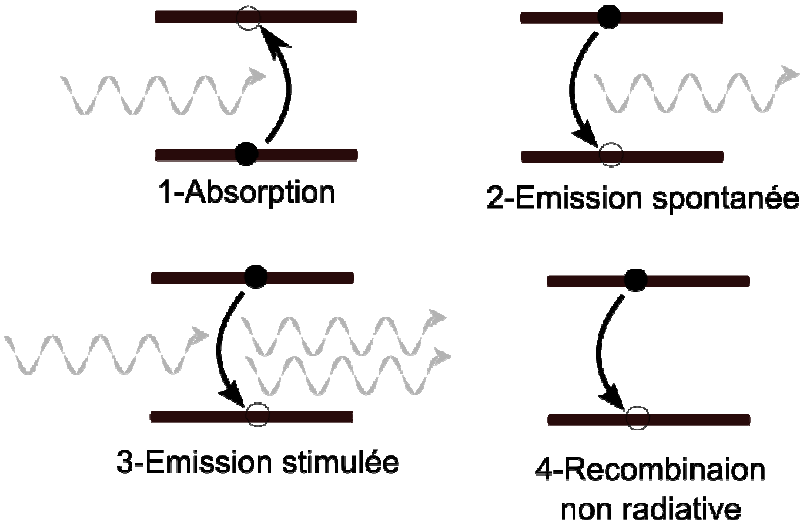


Fig. 5.1 : Représentation des différents types de recombinaisons et de générations de porteurs dans une microcavité laser.

L'absorption implique l'excitation d'un électron d'un niveau de la bande de valence vers un niveau de la bande de conduction d'un matériau sous l'influence d'une onde électromagnétique incidente. La fréquence (ω) d'oscillation du champ électromagnétique est égale à la fréquence de la transition du porteur entre les deux bandes. L'absorption s'effectue avec une diminution de l'énergie de l'onde incidente de hω[18], d'où l'image classique de la l'excitation d'un électron vers un état excité par un photon.

L'émission stimulée est le processus inverse de l'absorption. Un électron excité sur un niveau de la bande de conduction se désexcite vers un niveau de la bande de valence sous l'influence d'une onde électromagnétique. L'émission stimulée s'accompagne de l'émission d'un photon de même fréquence que l'onde incidente qui se trouve alors amplifiée. C'est une émission cohérente, le photon émis ayant la même fréquence, la même direction de propagation ainsi qu'une phase bien définie par rapport à l'onde incidente. L'intérêt des microcavités optiques apparait ici de façon claire. Il s'agit de créer une rétroaction optique pour le confinement du champ électromagnétique du mode laser dans la cavité afin de favoriser l'émission stimulée.

[18] h est la constante de Planck

L'émission spontanée désigne la recombinaison spontanée d'un électron excité avec un niveau de la bande de valence avec émission d'un photon. C'est une émission incohérente en absence de tout rayonnement incident.

Il existe également des processus de recombinaisons non-radiatives (sans émission de photon) au sein d'un matériau émetteur. On distinguera les recombinaisons non-radiatives inter-bandes où un électron excité cède son énergie au réseau du matériau ou au contraire à un autre électron (effet Auger) sans émission de photon.

5.1.1. Équations d'évolution des porteurs

On considère un système laser pompé optiquement avec une puissance incidente P_0. Les équations décrivant l'évolution de la densité du nombre N d'électrons excités et du nombre P de photons de la cavité s'expriment alors par les relations 5.1 et 5.2 [1]. Les différents paramètres de ces équations sont résumés dans le tableau 5.1.

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta P_0}{h\nu_0 V} - \frac{N}{\tau_e} - g_0(N,\lambda) v_g P \qquad 5.\ 1$$

$$\frac{dP}{dt} = \Gamma g_0(N,\lambda) v_g P - \frac{1}{\tau_p} P + \Gamma R_{sp} \qquad 5.\ 2$$

Tableau 5.1 : Désignation des différents paramètres des équations (5. 1&5. 2) d'évolution des porteurs

Paramètre	*Désignation*
Γ	facteur de confinement optique
λ	longueur d'émission dans la cavité
$g_0(N, \lambda)$	gain du matériau actif
v_g	vitesse de groupe de l'onde dans le matériau actif
τ_p	durée de vie des photons dans la cavité
R_{sp}	taux d'émission spontanée couplée dans le mode de la cavité
P_0	puissance de la pompe incidente sur le système
η	facteur rendement de pompage
$h\nu_0$	énergie d'un photon du signal de pompe
V	volume de la zone active
τ_e	durée de vie des porteurs

Les équations 5.1 et 5.2 ci-dessus supposent la neutralité électronique. Cela impose l'égalité et la conservation des flux d'électrons et des photons dans la cavité. On notera déjà

la prise en compte du facteur de confinement optique Γ qui a été définie au chapitre précédent. Le facteur de rendement de pompage (η) traduit le fait qu'une fraction seulement de la pompe incidente (P_0) est réellement utilisée pour l'excitation des porteurs dans la zone active. Le reste de l'énergie de pompe incidente est consommé par divers processus parasites comme l'absorption par les défauts (dislocations, défaut de rugosités de surfaces…) en dehors de la zone active. Le gain du matériau $g_0(N,\lambda)$ est une fonction de la densité de porteur N et de la longueur d'onde d'émission λ. On retiendra ici tout simplement que le gain modal, pour une longueur d'onde donnée, est une fonction croissante de la densité de porteurs [2]. L'émission stimulée est représentée par le troisième terme de la relation 5.1 où l'épaisseur de la zone active est supposée assez faible pour considérer un gain linéique en fonction du temps de parcours des porteurs dans cette dernière. Le second terme de la relation 5.1 fait intervenir la durée de vie des porteurs (τ_e) dans la cavité. Il regroupe les phénomènes de désexcitation radiative (émission spontanée) comme non-radiatives liées à des recombinaisons avec des niveaux d'énergies parasites provenant par exemple des défauts cristallins, des états de surfaces dans la zone active et l'effet Auger. Ce deuxième terme est donc généralement représenté par la somme des trois phénomènes (5. 3) :

$$\frac{N}{\tau e} = A_{nr}N + BN^2 + CN^3 \qquad 5.\ 3$$

où A_{nr}, B et C sont respectivement les facteurs de recombinaisons non-radiatives, d'émission spontanée et d'effet Auger. Le taux de recombinaison $1/\tau_p$ (5. 2) désigne la somme des pertes de photons à travers les miroirs et par absorption de la cavité. Pour une cavité Fabry Pérot verticale d'épaisseur L_{eff} entre deux miroirs de réflectivité R_1 et R_2, les pertes optiques (α_m) à travers les miroirs[19] sont généralement déterminées par la relation 5. 4. Nous pouvons ainsi donc définir le gain total net de la structure par l'équation 5. 5 où α_0 désigne les pertes par absorption dans la cavité.

$$\alpha_m = \frac{1}{L_{eff}} \ln\left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}\right) \qquad 5.\ 4$$

$$g(N,\lambda) = \Gamma g_0(N,\lambda) - \alpha_0 - \alpha_m \qquad 5.\ 5$$

[19] Les pertes d'un seul miroir s'écrivent : $\alpha_m = \frac{1}{Leff} \ln\left(\frac{1}{\sqrt{R}}\right)$

Enfin, le troisième terme de la relation 5.2 traduit la fraction d'émission spontanée qui est réellement couplée au mode d'intérêt de la cavité. Ce taux d'émission est généralement exprimé par $R_{sp}=\beta BN^2$ où β représente le taux de couplage de l'émission spontanée avec le mode du laser [3,4].

5.1.2. Condition seuil de l'émission laser

Il est bien établi que l'effet laser se produit principalement lorsque le gain modal devient supérieur à la somme des pertes optiques de la cavité. D'un point de vue classique, le seuil laser équivaut alors au régime de pompage où les pertes de la cavité sont égales au gain généré par la structure laser, i.e $g(N,\lambda)=0$ (5.5). Le facteur de confinement défini précédemment au chapitre 4 prend ici toute son importance et on voit l'intérêt de son optimisation. A gain de matériau et de pertes optiques équivalents, le seuil laser sera d'autant plus faible que le facteur de confinement sera élevé.

L'émission laser implique une inversion de la population des porteurs entre le niveau de la bande de conduction et celui de la bande de valence. L'augmentation de la puissance de pompe au delà de sa valeur seuil devrait normalement donner lieu à une augmentation continue de la densité de porteurs dans le laser. Cependant, la croissance conjointe du nombre de photons accroît les recombinaisons stimulées et on assiste alors à la saturation du gain ou encore le clampage de l'inversion de population au niveau du seuil. Chaque porteur injecté dans le système va alors essentiellement contribué à la réalisation de l'émission laser. Le comportement au seuil de l'effet laser et les mécanismes physiques associés, que nous venons de présenter brièvement, révèle le caractère fondamentalement non linéaire de l'émission laser. Si la réalisation de l'effet laser dans le cas d'un dispositif monomode ne pose aucun problème, excepté la question du seuil laser, la réalisation d'un système laser multi-mode stable reste moins triviale. Dans ce cas, il convient en effet de tenir compte des interactions possibles entre les différents modes et la population de porteurs. On conçoit facilement que, si les modes se nourrissent d'un même réservoir de porteurs, l'émission stimulée dans l'un d'eux peut devenir prépondérante et le laser sera alors monofréquence. Pour obtenir un laser multi-mode stable il faudra donc soit équilibrer ces interactions, soit faire en sorte que chaque mode voit une population de porteurs différente.

5.2. Émission laser multifréquence

On rappelle que l'objectif de ce travail est le développement d'une source bifréquence semi-conductrice. Dans cette perspective, le cristal photonique résonateur sera réalisé dans

une membrane III-V active pour fournir du gain optique dans le micro-résonateur bifréquence. On notera dans ces conditions que les deux modes optiques sont condamnés au partage de la même zone active.

La section précédente nous a permis de souligner l'aspect fondamentalement non linéaire de l'émission laser marqué par un effet seuil d'une part et un mécanisme d'amplification de l'émission laser d'autre part. La réalisation d'une émission laser multifréquence (et donc bi-fréquence) nécessite que ce mécanisme d'émission stimulée soit satisfait simultanément pour toutes les fréquences d'oscillations lasers définies par la microcavité optique. Ceci laisse entrevoir une possibilité de comportement instable avec une réponse monomode où un mode laser dominera le second ou encore moins désirable, dans notre travail, une émission bistable avec une oscillation alternée entre les deux modes.

Par soucis de simplicité, nous nous limiterons à la discussion du cas d'un laser bi-mode pour illustrer cette problématique d'émission multi-longueur d'onde. Avant le seuil laser on a une émission spontanée incohérente dans les deux modes de la cavité. Au dessus du seuil, l'émission stimulée sera amplifiée par la résonance de la cavité. Il vient que seul la résonance de plus fort gain modal risque alors d'être amplifié et l'émission bi-mode sera alors compromise.

L'objectif de ce chapitre est donc d'évaluer la stabilité de l'émission bi-mode et de déterminer les paramètres essentiels à sa réalisation avec des hétéro-structures actives semi-conductrices. L'étude de la stabilité de l'émission bi-mode sera considérée à la fois dans le cas des structures à puits quantiques et des boîtes quantiques. Cette étude a été menée dans le cadre du projet Bastet par L. CHUSSEAU et son équipe à l'IES (Montpellier). Dans ce rapport nous n'en présenterons que les principales conclusions. Mais avant, intéressons-nous d'abord aux propriétés de confinement électronique dans les hétéro-structures quantiques semi-conductrices.

5.3. Confinement et densité d'états électronique

L'émission (spontanée ou stimulée) implique la transition d'un porteur d'un niveau de la bande de conduction vers un niveau de la bande de valence. La compréhension des différents mécanismes de recombinaisons (radiative ou non) nécessite donc la connaissance de la structure énergétique dans les deux bandes du matériau émetteur. La détermination du diagramme d'énergie d'un matériau s'effectue généralement par la résolution des équations de Schrödinger que nous ne détaillerons pas ici. On notera seulement que le potentiel

électronique du réseau cristallin d'un matériau entraine la création d'un diagramme de bande avec l'apparition d'une bande interdite entre la bande la valence (niveau inférieur) et la bande de conduction (niveau supérieur) du gap de manière analogue à ce que nous avons déjà décrit dans le cas des cristaux photoniques (Fig. 5.2).

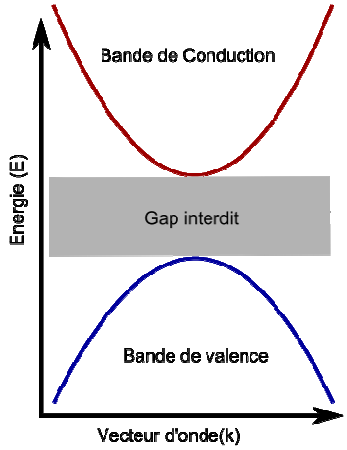


Fig. 5. 2 : Illustration du diagramme de bande d'énergie d'un matériau avec une bande de valence (courbe bleue) et une bande de conduction (courbe rouge) séparées par un gag d'énergie interdite.

5.3.1. Quantification des niveaux d'énergies

Une caractéristique essentielle des hétéro-structures semi-conductrices est le confinement électronique provoqué par la différence d'énergie du gap d'énergie à l'interface entre deux matériaux. Considérons une structure composée par un matériau d'énergie de gap E_2 emprisonné par deux couches de barrières de gap plus élevé E_1 et identiques (Fig. 5.3). Cette différence d'énergie de gap crée alors un puits de potentiel d'énergie où les porteurs présents dans le matériau intermédiaire resteront confinés. Dans le cas présent, on obtient ce qui est généralement désigné par une hétéro-structure de type I où les électrons et les trous sont confinés respectivement dans la bande de conduction et dans la bande de valence.

Le confinement ainsi produit entraine une quantification des niveaux d'énergie de la bande de valence et de la bande de conduction, de manière analogue à celui d'un atome, selon la direction du confinement dans la couche centrale[20] (Fig. 5.3). Le cas le plus simple

[20] Cette quantification ne devient significative que lorsque l'épaisseur de la zone de confinement devient comparable à la longueur d'onde de Broglie des porteurs.

est celui des puits quantiques où les porteurs sont confinés selon la direction perpendiculaire au plan de l'hétéro-structure (Fig. 5.3). La composante énergétique des porteurs selon cette direction de confinement se trouve ainsi discrétisée dans la zone entre les deux barrières.

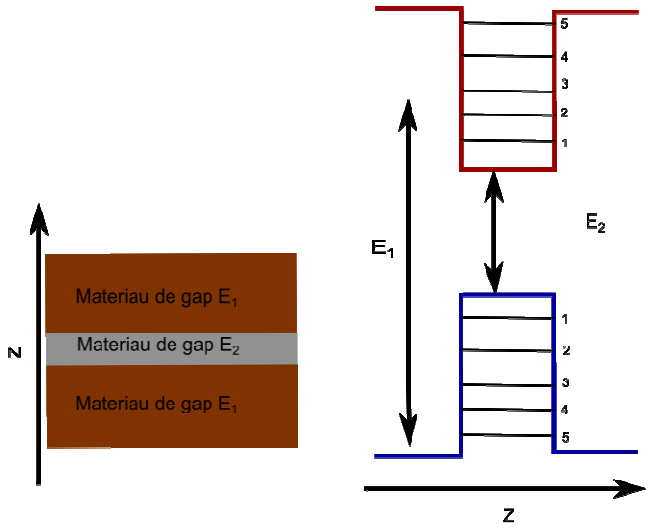


Fig. 5.3 : Représentation schématique d'une hétéro-structure quantique constituée par un matériau de gap d'énergie E_2 emprisonné par deux couches de gap d'énergie E_1 plus élevé et b) d'un puits quantique avec ses niveaux d'énergies.

Cette zone de confinement représente par ailleurs la zone d'émission de la structure. Il faut signaler que les recombinaisons radiatives obéissent à des règles de sélection déterminées par la symétrie des fonctions d'ondes et les nombres quantiques des porteurs. Dans ce rapport, nous résumerons ces règles de sélection uniquement par le rang des niveaux d'énergies des les bandes de valence et de conduction. Ainsi, une recombinaison n'est possible qu'entre deux niveaux de même rang.

5.3.2. Densité d'état

Le nombre de direction de confinement détermine la densité d'occupation des niveaux d'énergies par les porteurs [5]. On notera simplement que l'évolution de la densité d'état en fonction de l'énergie est une fonction par intervalle d'énergie comme illustrée sur la figure 5.4 dans le cas de puits quantiques. Pour les boîtes quantiques, les porteurs sont confinés selon les trois directions de l'espace. Il en résulte que la densité d'état d'une boite quantique est composée par une succession de fonctions Dirac en fonction de l'énergie.

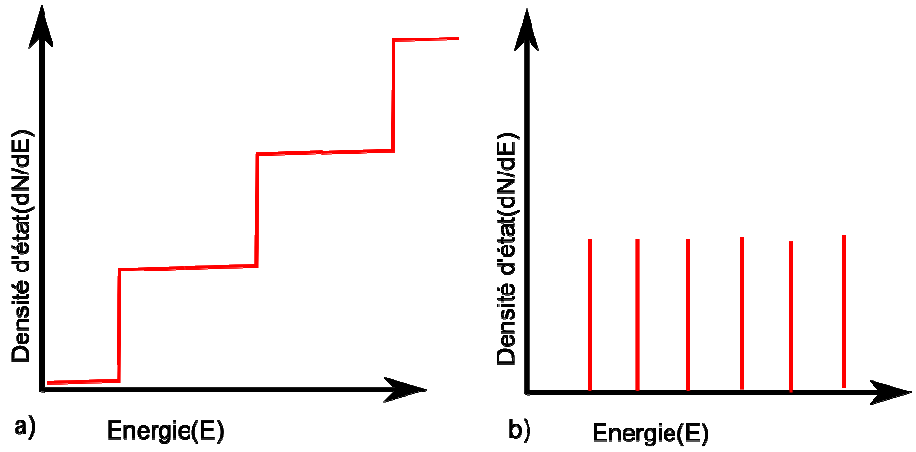


Fig. 5. 4 : Representation schématique de la distribution de densité d'état de porteurs dN/dE en fonction de l'énergie a) d'un puits quantique et b) d'une boite quantique [5].

La probabilité d'occupation dans chaque bande à l'équilibre thermodynamique est déterminée par une distribution de Fermi-Dirac. Les électrons occupent préférentiellement la bande de valence et la partie inférieure de la bande de conduction et les trous inversement.

5.4. Modélisation du laser bi-mode

La modélisation de l'effet laser nécessite la description de divers processus de recombinaison entre un niveau de la bande de valence et un niveau de la bande de conduction. En pratique, il est bien établi que l'émission stimulée ne peut pas être modélisée par un système à deux niveaux d'énergies. La description d'un effet laser nécessite l'excitation des électrons vers un niveau d'énergie de la bande de conduction supérieure au niveau d'énergie participant réellement à l'émission des photons. Les électrons sont ensuite relaxés dans un premier temps du niveau de pompage vers ce dernier avant de se recombiner avec le niveau de la bande de valence. Le même constat peut être fait au niveau de la bande de valence où le pompage s'effectuera sur un niveau d'énergie bien inférieur au niveau où les porteurs seront relaxés. Les trous ainsi crées vont se relaxer et remonter vers le niveau fondamental de la bande de valence. De plus des interactions dynamiques intra-bandes-(relaxation intra-bande et excitation thermoïonique) peuvent entrainer des échanges de porteurs entres différents niveaux de la même bande. La prise en compte de tous ces effets d'interaction rend toujours délicat le développement d'un modèle théorique descriptif d'un système laser.

Une approche alternative pour la modélisation du fonctionnement laser est la description du système laser par un ensemble d'événements élémentaires définis par un certain taux d'occurrence ou de probabilité de réalisation. On parle alors de représentation par des processus Markoviens qui présente l'avantage majeur de considérer le système laser comme l'interaction entre deux systèmes: l'émetteur d'une part représenté par sa structure électronique et le réservoir des modes électromagnétiques d'autre part. Il faut noter qu'une telle approche est complètement équivalente aux équations d'évolutions des porteurs qui sont par ailleurs dictées par les mêmes paramètres d'occurrence. La modélisation d'un laser par un ensemble de processus markoviens ouvre la voie à la réalisation de simulations Monte Carlo où seule la sortie du système (les fuites de photons vers l'extérieur de la cavité laser) modélisé importe. On notera toutefois qu'en pratique il est toujours possible d'accéder à n'importe quel état ou paramètre du système, autre que la sortie des photons, pourvu qu'il soit convenablement défini par la simulation.

La différence de fréquence désirée entre les deux modes lasers est de l'ordre de 1THz, soit une différence d'énergie d'environ 4 meV. Cela implique que les niveaux d'énergies des modes correspondants tant dans la bande de valence que dans la bande de conduction sont très proches. Ce faible écart énergétique entre les deux modes nous permet alors de supposer les mêmes paramètres de gain pour les deux modes. A titre comparatif, l'énergie thermique à température ambiante (@300 K) est de 25meV, donc six fois supérieur à la différence de fréquence désirée. Cela augure déjà un fort couplage entre les deux modes via les dynamiques intra-bandes des porteurs qui sont thermo-excités. Les pertes optiques du système seront occasionnées uniquement par les fuites de photons dans le mode laser correspondant à l'extérieur de la cavité. Dans le cas des structures à cavités verticales, ces pertes sont déterminées par la réflectivité des miroirs formant la cavité. Il faut signaler que la différence de fréquence (~1THz) visée autour de 1.55 μm de fonctionnement correspondant à environ seulement 8 nm de différence de longueur d'onde. Ce faible écart en longueur d'onde nous permet finalement de considérer les mêmes taux de pertes optiques pour les deux modes.

5.4.1. Laser bi-mode à puits quantiques

La structure énergétique proposée pour le laser bi-mode à puits quantiques est représentée sur la figure 5.5. On considère une structure électronique avec un gap d'énergie E_g entre le plus haut niveau de la bande de valence et le plus bas niveau de la bande de conduction. Chaque bande est composée par une série équidistante de 800 niveaux d'énergies discrètes séparés de 1 meV.

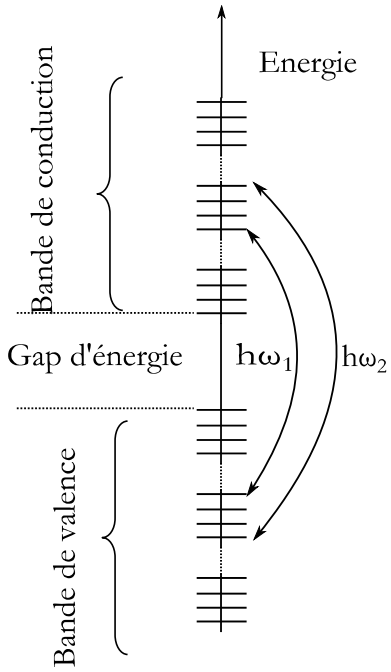


Fig. 5.5 : Schéma proposé pour la modélisation d'un laser bi-mode à puits quantiques.

On considère un effet laser sans seuil, i.e. chaque recombinaison entre la bande de conduction et la bande de valence est une émission stimulée. Chaque mode sera caractérisé par le nombre de photon correspondant dans la cavité. Enfin on assumera qu'il ne peut y avoir qu'un seul électron par niveau énergétique en même temps. La prise en compte de cette règle de sélection (principe d'exclusion de Pauli) et des processus dynamiques intra-bandes entraine un couplage naturel des deux modes lasers du système.

La figure 5.6 illustre l'évolution du nombre de photons des deux modes lasers en fonction du taux de pompage (P). On remarque alors que la majorité des photons sont dans le mode de plus faible énergie, et ce avec l'hypothèse d'une égalité du gain modal et des pertes optiques pour les deux modes. Ce résultat s'explique par la dynamique intra-bande des porteurs, caractérisée en général par un temps de recombinaison ultra-rapide [6] de l'ordre de la centaine de femtoseconde, entre les différents niveaux dans la même bande. On notera que la dynamique des recombinaisons inter-bande est plutôt de l'ordre de la nanoseconde. Les porteurs excités vont ainsi se relaxer rapidement vers des niveaux d'énergie plus faibles

jusqu'à l'état le plus favorable à une recombinaison inter-bande. Dans le cas présent, le mode laser d'énergie supérieure se comporte tout simplement alors comme un niveau de pompage participant plus à la réalisation de l'inversion de population sur le niveau d'énergie inférieure, donc à l'augmentation du gain modal de ce dernier. Il en résulte alors que les recombinaisons stimulées s'effectueront quasi-exclusivement selon le mode de plus faible énergie.

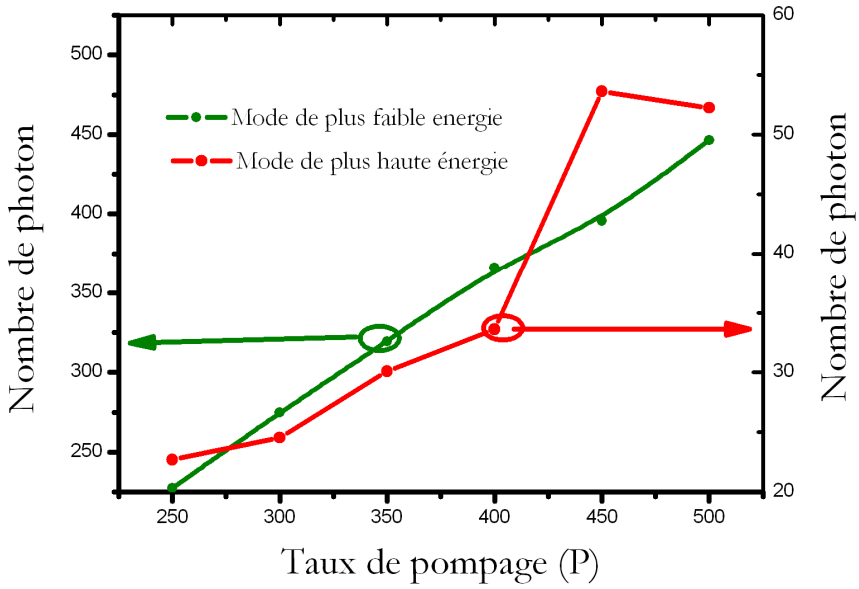


Fig. 5. 6 : Évolution du nombre de photon de chaque mode du système laser à puits quantiques en fonction du taux de pompage.

Les résultats de simulations que nous venons d'exposer montrent que la réalisation d'une émission bi-mode stimulée avec des puits quantiques est impossible avec des gains et des pertes modales identiques pour les deux modes à cause des dynamiques intra-bandes ultra-rapides. Le comportement monomode du système laser à puits quantiques reste valable quelque soit la valeur réelle des temps des dynamiques inter-bandes et intra-bande du fait de leur rapport relatif très large généralement. Ce constat amène donc naturellement à nous intéresser au cas d'un système asymétrique où les modes ne présentent pas de paramètres identiques de gain ou de pertes. Il faut signaler ici que la prise en compte de la dispersion suivant le gain ou les pertes est strictement équivalente. Des simulations ont été réalisées en prenant en compte une dispersion en pertes optiques entre les deux modes [7]. Cette différence de pertes peut être introduite par une dispersion par absorption dans la cavité où

les pertes optiques à travers les miroirs de la cavité. Les simulations numériques basées sur le même modèle de système laser à puits quantiques (Fig. 5.5) que précédemment ont montré que l'émission laser bi-mode est alors envisageable avec un système à puits quantiques. Malheureusement le régime bi-mode requière un contrôle très fin des paramètres de pertes optiques des deux modes lasers [7]. La faible différence de fréquences ou d'énergies désirée entre les deux modes lasers ne laisse aucune flexibilité technologique pour le contrôle de la dispersion de ces derniers. En conclusion, l'émission laser bi-mode à puits quantiques est inadapté, si non totalement impossible dans le présent projet.

5.3.3. Laser bi-mode à boîtes quantiques

Les boîtes quantiques à l'inverse des puits quantiques présentent un confinement électronique dans les trois directions de l'espace. Il en résulte une discrétisation plus importante des niveaux d'énergie dans les boîtes quantiques. De ce fait on peut considérer les boîtes quantiques représentées uniquement par leurs niveaux fondamentaux, i.e un seul niveau d'énergie par bande et par boite. La distribution de la densité d'états d'une boite quantique idéale se résume alors à un seul Dirac à une énergie donnée correspondant à la transition entre le niveau de la bande de valence et de la bande de conduction.

Pour la modélisation d'un système laser bifréquence à boîtes quantiques, il faut donc considérer deux familles de boîtes quantiques émettant chacune à une seule fréquence donnée. La différence de fréquence entre les deux modes d'émission étant de l'ordre du 1THz. Dans cette configuration, chaque mode optique de la cavité correspond à une famille de boite donnée. Le système laser se réduit alors à un système à 4 niveaux énergétiques comme schématisé sur la figure 5.7. Les deux types de boîtes sont confinés par la même barrière. Par souci de simplicité on va considérer un système symétrique où la barrière de confinement et les boîtes sont représentées respectivement par leurs niveaux fondamentaux de la bande de conduction et de la bande de valence. En effet, en considérant le faible écart énergétique entre les deux modes lasers désirés, nous pouvons supposer que l'écart entre les niveaux de la barrière et ceux des boîtes quantiques est identique pour les deux familles de boîtes. Il en résulte que le taux d'occurrence pour chaque type de recombinaisons possible entre la barrière et les boîtes reste aussi identique pour les deux familles de boîtes qui partagent alors le même réservoir de porteurs et avec la même force.

On peut négliger ici sans problème tous les processus de recombinaisons se produisant uniquement dans la barrière. Ce sera par exemple le cas des relaxations intra-bande des porteurs entre des niveaux d'énergies supérieurs aux niveaux fondamentaux. Au final, l'effet

du pompage ne sera pris en compte que par le temps de recombinaison effectif du niveau le plus bas de la bande de conduction de la barrière vers le niveau de la bande de conduction des boîtes quantiques et l'évacuation des porteurs ne s'effectuera que par une recombinaison du niveau de la bande de valence des boîtes vers le niveau fondamental de bande de valence de la barrière

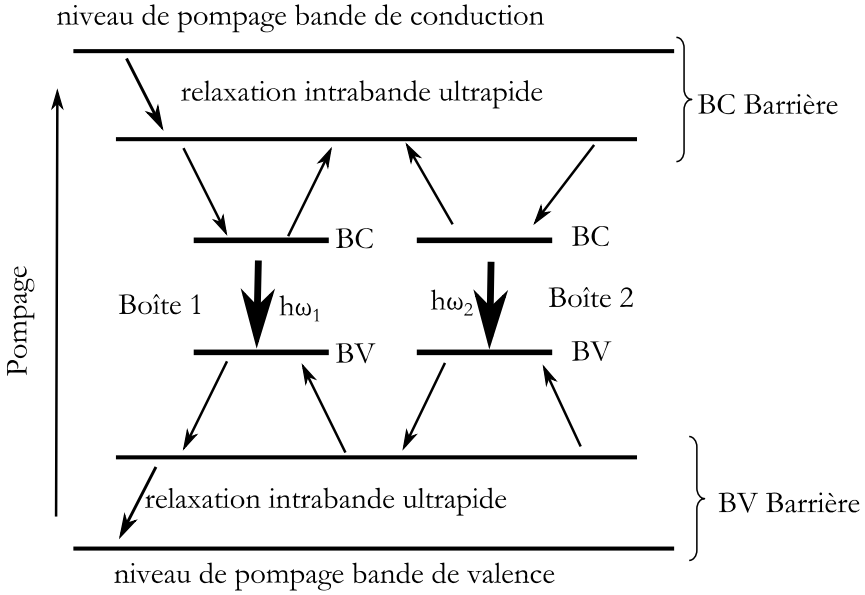


Fig. 5. 7 : Système laser à bifréquence à boîtes quantiques et des différents processus de recombinaisons (flèches). Chaque famille de boîtes quantiques est représenté par le son niveau de bande de conduction (BC) et de bande de valence (BV).

Ces recombinaisons entre les niveaux d'énergies de la barrière et des boîtes quantiques peuvent s'effectuer aussi dans le sens inverse par effet thermoïonique (excitation) sur les porteurs pour les envoyer dans un état énergie plus élevée. Il découle de cette possibilité deux choses importantes

i. un porteur ainsi réémis dans la barrière peut être re-capturé par la famille de boîtes dont il est issu ou à l'inverse par la seconde famille. Ceci réduit fortement la capacité de couplage des boîtes (hormis des recouvrements spatiaux et physiques entre les boîtes) et d'une certaine manière la compétition modale entre les deux modes lasers.

ii. à l'inverse des puits quantiques, la distribution spatiale des boîtes dans le plan devient un paramètre essentiel du système. Pour des boîtes quantiques avec une distribution spatiale raisonnable, le temps de diffusion d'un porteur d'une boite à l'autre devient très supérieur à la durée des recombinaisons avec les niveaux de barrière [8].

Il résulte des deux remarques précédentes que les boîtes quantiques sont naturellement découplées. Le système laser à boîtes quantiques est par conséquent plus prometteur pour la réalisation d'une microstructure active dans la perspective de la réalisation d'une émission laser bifréquence. Ceci a été vérifié par de nombreuses simulations Monte Carlo de ce système.

5.4. Conclusion

Ce chapitre a été l'occasion de rappeler premièrement le principe de base du fonctionnement d'un laser. Nous avons en particulier mis l'accent sur différents paramètres essentiels gouvernant l'émission laser comme le phénomène d'amplification de l'émission stimulée, l'importance du gain du matériau, du facteur de confinement. Nous avons abordé dans la seconde partie un rappel des propriétés optiques des hétéro-structures quantiques qui nous a permis de poser concrètement par la suite la problématique de la stabilité de l'émission bi-mode. L'étude de cette stabilité a été considérée dans ce travail numériquement par simulation Monte Carlo. Les résultats ont montré que les structures à puits quantiques sont inadaptées pour la réalisation de l'émission bifréquence. Dans le cas des boîtes quantiques, nous avons vu que le fort confinement électronique dans ces structures et leur découplage spatial sont des gages pour une émission bi-mode plus stable.

Bibliographie du chapitre 5

[1] C. Wilmsen, H. Temkin, L. A. Coldren**,** "Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers : Design, Fabrication, Characterization," *Cambridge University Press*, 1999.

[2] S. Tarucha, Y. Horikoshi, and H. Okamoto, "Optical absorption characteristics of GaAs-AlGaAs multi-quantum-well heterostructure waveguides," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 22, 1983, p. L482.

[3] Y. Zhao, W. Han, J. Song, X. Li, Y. Liu, D. Gao, G. Du, H. Cao, and R.P.H. Chang, "Spontaneous emission factor for semiconductor superluminescent diodes," *Journal of Applied Physics*, vol. 85, 1999, pp. 3945-3948.

[4] K.I. Toshihiki Baba, Tetsuko Hamano, Fumio Koyama, "Spontaneous emission factor of microcavity DBR surface emitting laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 27, 1991, pp. 1347-1358.

[5] M. Kuno, "Introductory Nanoscience*,"* ISBN: 9780815344247, 2011

[6] W.E.L. M. Sargent III, M. O. Scully, "Laser Physics," *Reading, MA: Addison-Wesley Publishing Company,* 1974.

[7] K. Kusiaku, J.L. Leclercq, P. Regreny, C. Seassal, P. Viktorovitch, X. Letartre, and F. Philippe, "Dual-wavelength laser for THz generation by photo-mixing," *Proc. SPIE,* Bruxelles, Belgique, 2012, p. 84250H-84250H-8.

[8] L.V. Asryan and R.A. Suns, "Spatial hole burning in a quantum dot laser," *Proc. SPIE, Physics and simulation of optoelectronic device*, San Jose, California: 1999, pp. 293-301.

Chapitre 6

Microcavité bifréquence accordable

SOMMAIRE

6.1. Accordabilité électromécanique 122
6.2. Accordabilité du micro-résonateur bifréquence 125
6.2.1. Actionnement du miroir supérieur 125
6.2.2. Actionnement de la membrane cristal photonique 128
6.3. Micro-résonateur bifréquence ultime 133

Nous avons décrit et validé précédemment, numériquement et expérimentalement, le principe de fonctionnement du micro-résonateur bifréquence. Dans ce chapitre, nous nous intéressons à l'accordabilité du micro-résonateur bifréquence. L'accordabilité est un critère essentiel de performance pour une microcavité optique pour des applications en spectroscopie ou encore pour le (dé)multiplexage en longueur d'onde pour les télécommunications optiques. Pour les microcavités optiques monolithiques, nous distinguerons deux approches d'accordabilités. Il s'agit de l'accordabilité « optique » et de l'accordabilité électromécanique. Par accordabilité optique, nous entendons toute modification de la résonance d'une microcavité par une variation des propriétés optiques de ses éléments sans aucune modification de la structure physique de cette dernière. Cette approche est basée sur l'exploitation des non-linéarités optiques des matériaux. Une accordabilité électromécanique, à l'inverse, implique l'actionnement d'une partie libre de la microcavité optique. Le développement des technologies de micro-usinage ont rendu très attrayant les microsystèmes opto-électromécaniques (MOEMS) notamment pour la réalisation de circuit optique intégré pour les télécommunications. Dans ce chapitre nous étudierons numériquement l'accordabilité opto-électromécanique du micro-résonateur bifréquence et nous y présenterons les différents schémas de réalisations technologiques.

6.1. Accordabilité électromécanique

Nous avons vu précédemment que la longueur d'onde de résonance d'une cavité Fabry Pérot verticale est déterminée par son épaisseur optique effective. Elle peut être ainsi accordée par une variation de l'épaisseur optique de la cavité. L'accordabilité électromécanique nécessite la « libération » d'une ou plusieurs membrane(s) constituant la cavité et pouvant être actionnée(s) grâce à des forces électromécaniques. Classiquement dans le cadre des microsystèmes optiques, une cavité verticale accordable (Fig. 6. 1) est constituée par un miroir (Bragg) supérieur suspendu au dessus d'une cavité d'air le délimitant de la partie inférieure de celle-ci et d'un actionneur électrostatique : une diode PIN [1,2].

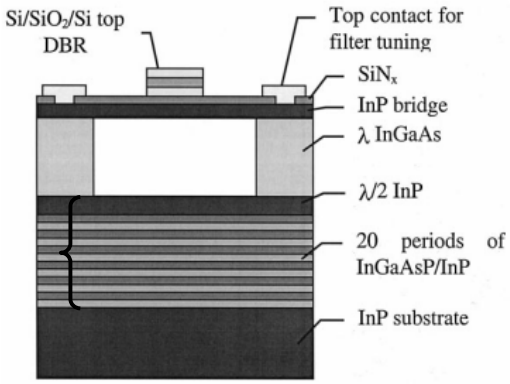


Fig. 6. 1 : Schéma d'un filtre Fabry Pérot vertical accordable [1] montrant la cavité d'air entre un miroir InGaAsP/InP et un miroir Si/SiO_2. La structure de l'actuateur électrostatique est ajoutée à gauche. La membrane InP (bridge) supérieur est dopé p, la couche InGaAs est sans dopage et le miroir inférieur InGaAsP/InP est dopé n).

La figure 6.2 illustre le principe d'accordabilité électromécanique d'une cavité verticale pour une membrane suspendue au dessus d'une cavité d'air par deux bras. Il est en effet possible d'intégrer directement lors de la croissance d'une structure multicouche verticale un actionneur électrostatique par un dopage judicieux de chaque couche, dans le cas présent une simple diode PIN. Une polarisation inverse de la diode PIN permet alors l'application d'une force électrostatique F_e attractive entre les couches N et P permettant ainsi de rapprocher les deux parties adjacentes de la cavité d'air. La partie inférieure de la cavité (couche N) étant généralement solidaire à un substrat, on ne considère alors que le déplacement de la partie supérieure sous l'action du champ électrostatique appliqué comme illustré par la figure 6. 2(b). Cette dernière est maintenue par des bras exerçant une force de rappel F_r (mécanique) opposée à la force électrostatique. La position d'équilibre de la partie amovible est alors définie par l'égalité entre les deux forces en présence. Cependant, il faut noter qu'une actuation stable, i.e l'existence d'une position d'équilibre, n'est possible que pour un déplacement Δe inférieur au tiers de l'épaisseur initiale de la cavité d'air. Au delà, la force électrostatique l'emporte sur la force mécanique entrainant un collage électrostatique irréversible entre les deux parties de la cavité [3,4].

$$\Delta e < \frac{e}{3} \qquad 6.\ 1$$

Différentes solutions ont été envisagées pour surpasser cette limite de collage électrostatique par la conception de support de différentes géométries ou encore l'intégration de capacités additionnelles [4]. G. Piazza et al [5] ont proposé un actionnement piezo-électronique pour une actuation bidirectionnelle du miroir amovible pour s'affranchir du couplage du déplacement Δe avec la différence de potentiel à travers la cavité et ainsi élargir la gamme d'accordabilité.

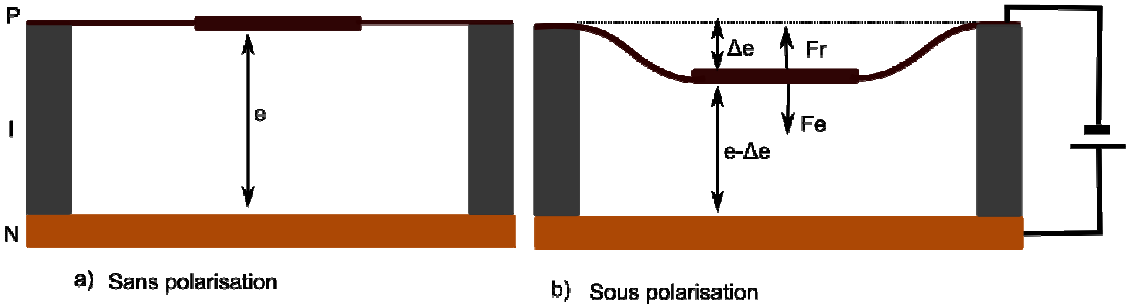


Fig. 6. 2 : Illustration du principe d'accordabilité électromécanique.

En pratique, l'accordabilité est encore plus limitée par les distorsions du miroir et de ses supports lors de l'actuation engendrant une dégradation de la réflectivité de ce dernier [6]. Pour se faire, une nouvelle architecture de microcavité (Fig. 6. 3 (a)) verticale accordable a été proposée par M. Garrigues et al [7]. Un résonateur (membrane pleine) à l'intérieur d'une cavité Fabry Pérot verticale InP/Air est actionné par un système à deux diodes PIN montées tête-bêche permettant un déplacement bidirectionnel du résonateur. Cette approche permet non seulement le maintien d'une réflectivité constante des miroirs lors de l'actionnement mais offre également une plus large gamme d'accordabilité par le déplacement bidirectionnel du résonateur. Enfin, pour répondre à la recherche perpétuelle d'une meilleure compacité et de forte densité d'intégration, des dispositifs MOEMS [8-10] exploitant des réflecteurs à cristaux photoniques ont été récemment étudiés par l'équipe photonique de l'INL (Fig. 6. 3(b)). Ces nouveaux composants, dénommés PC-MOEMS [8], tirent l'avantage d'un meilleur contrôle des modes optiques dans un cristal photonique pour l'intégration de nouvelles fonctionnalités comme le contrôle de la polarisation ou des pertes optiques. Ils offrent, en outre, une agilité angulaire à l'inverse des miroirs de Bragg.

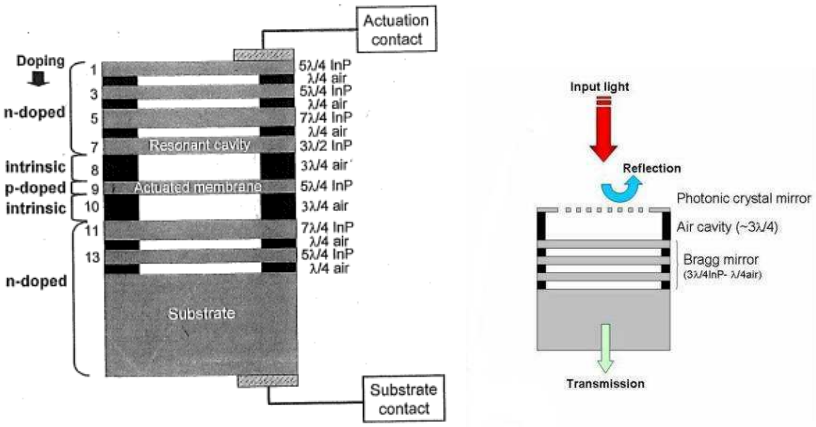


Fig. 6. 3 : Illustration a) d'une cavité InP/Air vertical accordable [7] et b) d'une structure générique PC-MOEMS [9].

6.2. Accordabilité du micro-résonateur bifréquence

Nous avons montré que le comportement bifréquence du micro-résonateur étudié dans ce travail est basé sur le couplage optique entre le mode d'un cristal photonique membranaire d'une part et d'une cavité Fabry Pérot verticale d'autre part. Rappelons pour mémoire (chapitre 2) que le couplage est déterminé par un accord spectral et un recouvrement spatial non nul des champs électromagnétiques des modes optiques des deux résonateurs. L'accordabilité du micro-résonateur repose donc sur le contrôle et la variation de l'intensité du couplage entre la membrane cristal photonique et la cavité Fabry Pérot verticale. D'après les sections 2.4.2.2. et 2.4.2.5 du chapitre 2, nous pouvons distinguer deux approches d'accordabilité électromécaniques : l'actionnement du miroir supérieur ou du cristal photonique membranaire au sein de la structure.

6.2.1. Actionnement du miroir supérieur

Considérons un micro-résonateur bifréquence comme schématisé sur la figure 6.4 où le schéma de dopage pour l'intégration de l'actionneur électrostatique (diode PIN) est aussi représenté. Seul l'espaceur supérieur doit être en d'air pour permettre l'actuation du miroir supérieur. Une flexion du miroir supérieur suspendu sous l'effet de la polarisation de la diode PIN va entraîner, le cristal photonique étant immobile, une modification conjuguée de l'accord spectral et du recouvrement des champs des modes du cristal photonique et de la cavité Fabry Pérot. Il en résultera une variation de l'intensité du couplage et donc de la différence de fréquence entre les résonances du micro-résonateur bifréquence.

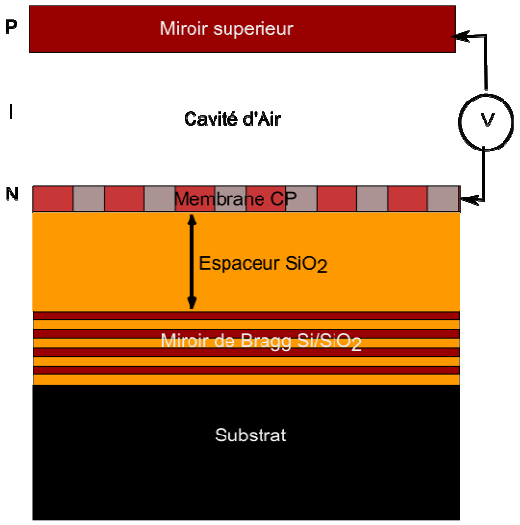


Fig. 6. 4 : Schéma d'accordabilité pour l'actionnement du miroir supérieur

Considérons un cristal photonique constitué par un réseau périodique 1D de fentes d'air de période 0.8 µm avec un facteur de remplissage de 27% en air dans une membrane InP d'épaisseur 0.25 µm. La figure 6.5 illustre le spectre de réflectivité par simulation FDTD en incidence normale du cristal photonique résonateur avec un milieu incident en air et un milieu de transmission en SiO_2. Il montre une résonnance autour de 1.555 µm.

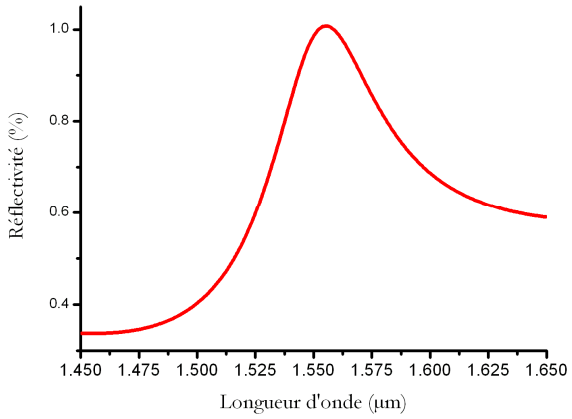


Fig. 6. 5 : Calcul en FDTD du spectre de réflectivité d'un cristal photonique 1D InP/Air de période 0.8 µm avec un facteur de remplissage en air de 27% dans une membrane d'épaisseur 0.25 µm. Le membrane est entourée d'un milieu incident en air et d'une gaine d'oxyde de silicium en transmission. Comparaison avec le spectre issu du model de la théorie des modes couplés.

Considérons maintenant un micro-résonateur bifréquence (Fig. 6.4) avec le miroir supérieur constitué par un réseau de Bragg identique à celui du miroir inférieur. Le cristal photonique résonateur est celui dont le spectre de réflectivité est représenté sur la figure 6.5. L'épaisseur de l'espaceur SiO_2 est fixée à 0.84 µm. L'épaisseur de la cavité d'air à l'anti-croissement est de 1.24 µm pour une différence de fréquence est d'environ 2.4 THz entre les modes hybrides du micro-résonateur (Fig. 6.6).

L'évolution des fréquences de résonances en fonction du déplacement du miroir supérieur est représentée sur la figure 6.6. On obtient un résultat identique comme dans les sections 2.4.2.5 et 2.5.1.1 du chapitre 2. Pour un déplacement trop grand du miroir, la cavité Fabry Pérot et le cristal photonique sont désaccordées spectralement. Il n'y a donc aucun couplage et on obtient un mode cristal photonique et un mode Fabry Pérot. Autour du point d'anti-croissement (minimum de Δf) on obtient deux modes hybrides accordables avec une actuation fine du miroir supérieur. Le domaine d'accordabilité de cette approche est donc extrêmement réduit mais avec l'avantage d'une meilleur sélectivité par rapport à une cavité verticale classique. On peut remarquer par ailleurs d'après la figure 6.6 que le domaine d'accordabilité est partagé entre les deux modes avec un taux d'accordabilité globale équivalent à celui d'une cavité Fabry Pérot verticale simple.

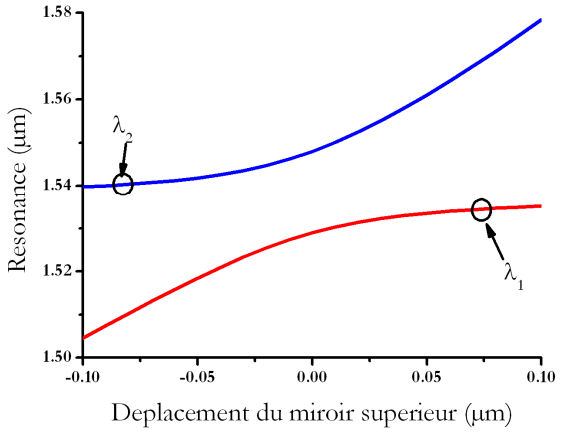


Fig. 6.6 : Évolution des fréquences de résonances en fonction du déplacement du miroir supérieur.

6.2.2. Actionnement de la membrane cristal photonique

Le couplage entre le cristal photonique et la cavité Fabry Pérot peut être aussi modulé en fonction de la position du cristal photonique dans le micro-résonateur bifréquence. L'étude analytique basée sur la théorie des modes couplées (chapitre 2) nous a permis de démontrer que le couplage peut être ainsi supprimé même avec un accord spectral entre le cristal photonique résonateur et la cavité Fabry Pérot. Dans cette section on s'intéressera d'avantage à l'accordabilité continue de l'intensité du couplage en fonction de déplacement du cristal photonique au sein d'un micro-résonateur bifréquence.

Cette seconde approche d'accordabilité apparait à priori très attrayante pour obtenir deux modes hybrides équilibrés sur une large gamme d'accordabilité. En effet, en absence de toute perturbation comme un couplage évanescent entre le cristal photonique et les miroirs de la cavité verticale, la résonance du cristal photonique restera constante lors de l'actuation. Si la résonance Fabry Pérot est aussi maintenue constante, il en résultera une accordabilité avec deux modes hybrides de même facteur de qualité. Cependant, nous verrons dans ce qui suit que l'actuation de la membrane cristal photonique au sein du micro-résonateur ne peut laisser inchangé le mode Fabry Pérot conduisant une fois encore à deux modes hybrides de facteur de qualité différent.

Afin de mieux comprendre l'accordabilité du micro-résonateur bifréquence par l'actuation du cristal photonique, nous allons considérer premièrement le cas simple d'un filtre Fabry Pérot vertical constitué par deux miroirs de Bragg identiques avec une membrane pleine suspendue au sein de la cavité d'air (Fig. 6.7). On considère deux cavités d'air identiques d'épaisseur optique λ_0 (λ_0=1.55 µm) initialement de part et d'autre d'une membrane InP demi-longueur d'onde ($0.5\lambda_0$). La résonance du filtre ainsi obtenu est λ_0=1.54995 µm correspondant à une épaisseur optique totale de cavité de $2.5\lambda_0$.

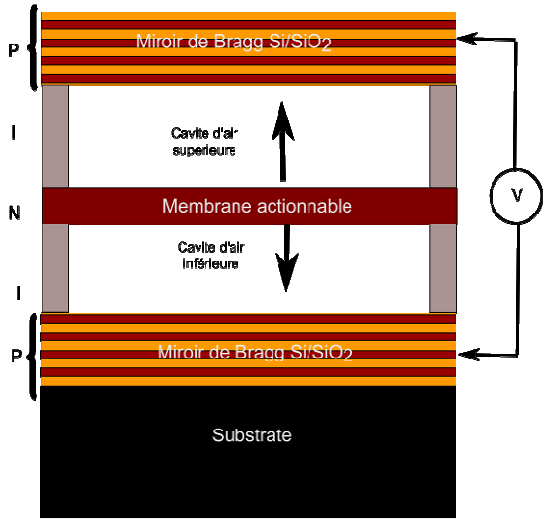


Fig. 6. 7 : Schéma d'accordabilité pour l'actionnement électrostatique d'une membrane pleine au sein d'un filtre verticale

La position de la membrane (InP) libre au sein de la cavité peut être ajustée par un actionneur électrostatique formé par deux diodes PIN monté tête-bêche [7] comme schématisé sur la figure 6. 7. L'évolution de la résonance du filtre Fabry Pérot en fonction du déplacement de la membrane par rapport à sa position initiale est représentée sur la figure Fig. 6. 8. On remarque une variation sinusoïdale de la fréquence de résonance en fonction de la position de la membrane au sein du filtre et de façon similaire à celui du profil du champ du mode Fabry Pérot. Dans le cas présent, l'amplitude des oscillations est d'environ 13 nm. Un changement de la position de la membrane apparait ici comme une perturbation « stationnaire » du mode optique Fabry Pérot de la position précédente. Cette perturbation semble dépendre du recouvrement du champ du mode Fabry Pérot avec la membrane. La variation de longueur d'onde de résonance en fonction de la position de la membrane est par

conséquent périodique à cause de la périodicité de la fonction d'onde du mode Fabry Pérot (Fig. 6. 8).

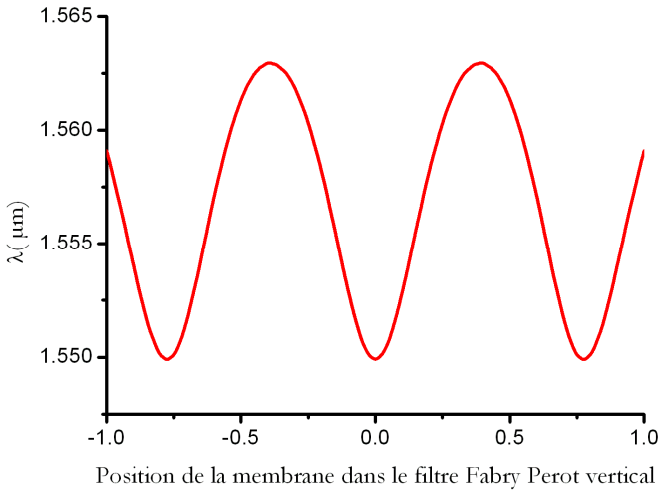


Fig. 6. 8 : Évolution de la résonance du filtre Fabry Pérot en fonction de la position de la membrane d'InP dans la structure.

Dans ce qui suit, nous nous intéresserons à l'effet de l'actionnement de la membrane cristal photonique sur la réponse spectrale du micro-résonateur. Considérons un cristal photonique InP/Air constitué par un réseau périodique 1D de fentes d'air de période 0.8 μm avec un facteur de remplissage de 74% (InP) dans une membrane d'épaisseur 0.25 μm. Le spectre de réflectivité du cristal photonique est reproduit sur la figure 6.9. La résonance est à λ_0=1.545 μm avec un profil de distribution de champ paire pour un mode TE .

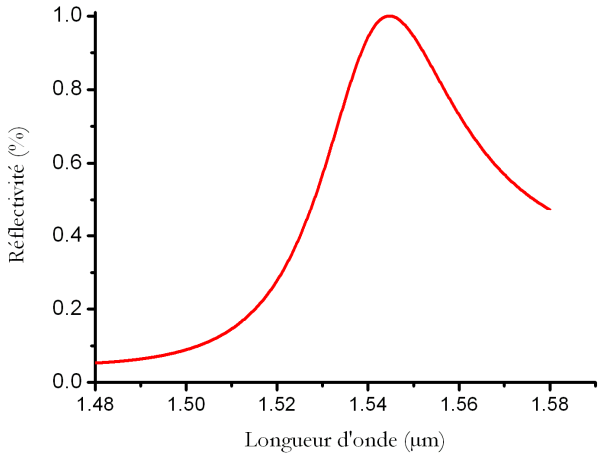


Fig. 6.9 : Calcul FDTD du spectre de réflectivité d'un cristal photonique membranaire d'InP d'épaisseur 0.25 µm de période 0.8 µm de facteur de remplissage en de 0.26 entouré d'une gaine d'air.

Considérons maintenant le micro-résonateur bifréquence comme schématisé sur la figure 6.10. Les deux miroirs de Bragg sont constitués de 4 alternances bicouches quart d'onde de Si et de SiO_2 à 1.55 µm. Le structure de référence du micro-résonateur bifréquence comporte deux cavités d'air identiques d'épaisseur 1.225 µm de part et d'autre du cristal photonique. Cette épaisseur de cavité d'air est choisie de manière à obtenir un accord spectral parfait entre le cristal photonique résonateur et la cavité Fabry Pérot verticale pour un micro-résonateur symétrique. L'épaisseur optique totale de la cavité est estimée à $2\lambda_0$, la membrane cristal photonique comprise. La réflectivité des miroirs étant négative, le cristal photonique est donc positionné sur un nœud de champ du mode Fabry Pérot pour une cavité longueur d'onde. Il n'y a donc aucun couplage (recouvrement nul) et les 2 modes sont dégénérés en fréquence.

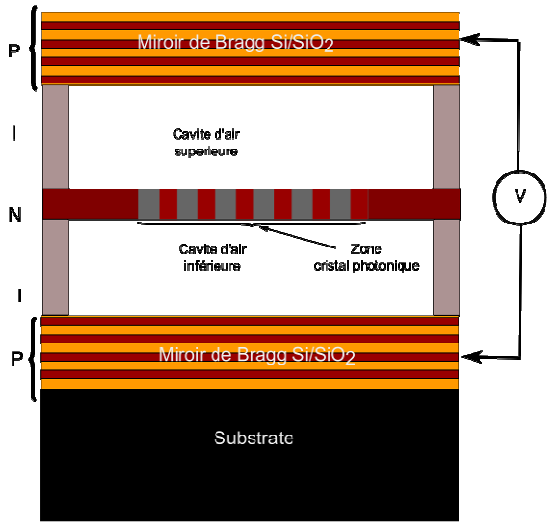


Fig. 6. 10 : Schéma du micro-résonateur accordable par actuation du cristal photonique membranaire

La variation des deux longueurs de résonances du micro-résonateur en fonction de la position du cristal photonique est reproduite sur la figure 6.11. L'origine (z=0) de la position du cristal photonique correspond à un micro-résonateur symétrique et l'abscisse positive (négative) correspond à un déplacement du cristal photonique vers le haut (bas).

On constate une évolution périodique des longueurs d'ondes de résonances du micro-résonateur comme attendue et de même période que celle du champ Fabry Pérot. La totalité de la gamme d'accordabilité est donc couverte par un déplacement du cristal photonique sur une épaisseur quart d'onde. Dans le cas présent (Fig. 6. 11), la différence de fréquence peut être ainsi accordée de 0 THz à environ 20 THz.

Cependant on constate que la longueur d'onde supérieure présente une variation d'amplitude plus importante d'environ ~100 nm contre 50 nm seulement pour la longueur d'onde inférieure. Cette différence de comportement s'explique par la dépendance de la résonance du mode Fabry Pérot en fonction de la position du cristal photonique. Nous avons vu en effet précédemment que la fréquence du mode Fabry Pérot dépendra de la position du cristal photonique dans le micro-résonateur même si l'épaisseur physique totale reste constante. Cela conduit à un désaccord spectral entre le cristal photonique et le mode Fabry Pérot. On obtient par conséquent deux modes hybrides accordables mais non équilibrés. D'après ce que nous avons vu sur l'influence de l'accord spectral sur la réponse

spectrale du micro-résonateur ainsi que les observations de la figure 6.8, la longueur d'onde supérieure λ_2 (Fig. 6. 11) possède une composante Fabry Pérot plus importante d'où une plus grande amplitude d'oscillation.

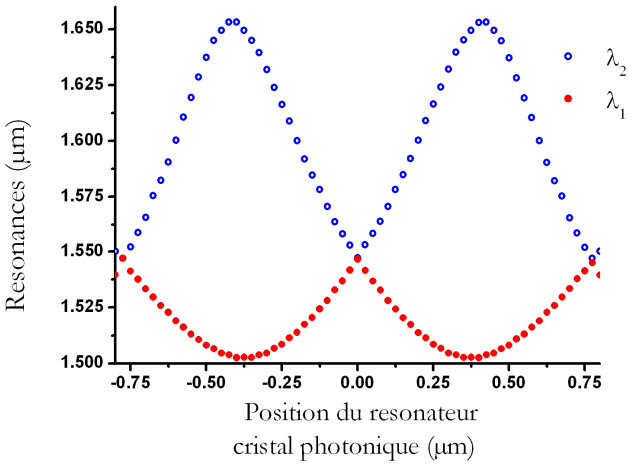


Fig. 6. 11 : Évolution des fréquences de résonance de micro-résonateur en fonction de la position du cristal photonique.

6.3. Micro-résonateur bifréquence ultime

Il existe des approches technologiques alternatives pour la réalisation du micro-résonateur par rapport à la structure générique de base comportant deux miroirs de Bragg. L'idée principale de ces nouvelles architectures repose essentiellement sur l'exploitation de réflecteurs à cristal photonique membranaire à la place des miroirs de Bragg. En effet, il est envisageable de substituer un ou les deux miroirs de Bragg formant la cavité Fabry Pérot du micro-résonateur bifréquence par un réflecteur à cristal photonique. Des travaux récents de l'équipe photonique de l'INL ont permis de démontrer la réalisation de réflecteur à cristal photonique avec un taux de réflectivité très élevé comparable à celui des miroirs à fort contraste d'indice. Cela permet d'entrevoir la conception de deux nouvelles architectures pour le micro-résonateur bifréquence comme proposé sur la figure 6.12. Ces nouveaux dispositifs présentent l'avantage d'une meilleure compacité verticale par rapport à l'utilisation de deux miroirs de Bragg. Les miroirs à cristal photonique offrent également un degré de liberté supplémentaire pour l'intégration de nouvelles fonctionnalités comme le contrôle de la polarisation ou des pertes optiques (latérales notamment), ou encore l'agilité angulaire.

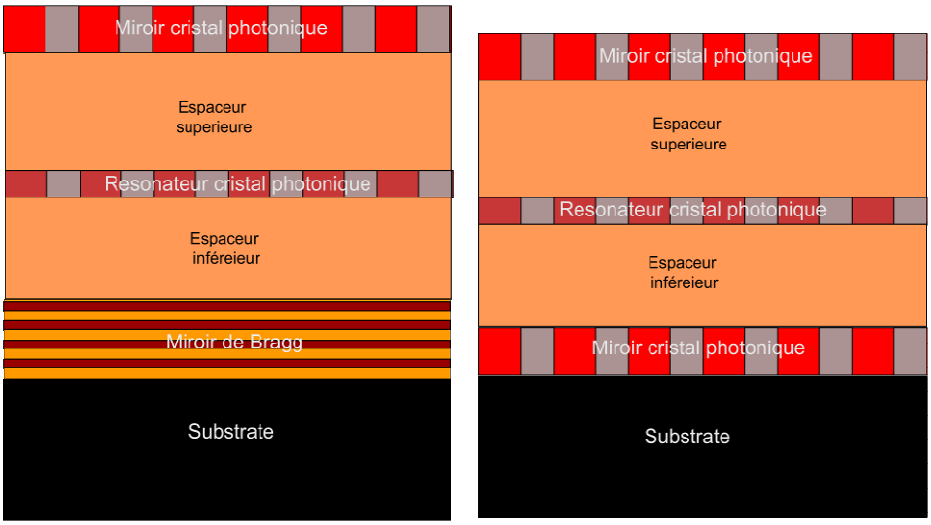


Fig. 6.12 : Micro-résonateur bifréquence à réflecteurs cristal photonique.

Bibliographie chapitre 6

[1] M. Strassner, J. Daleiden, N. Chitica, D. Keiper, B. Stalnacke, S. Greek, and K. Hjort, "III – V semiconductor material for tunable Fabry – Perot filters for coarse and dense WDM systems," *Sensors And Actuators*, 2000, pp. 249-255.

[2] G.D. Cole, Q. Chen, E.S. Björlin, T. Kimura, S. Wu, C.S. Wang, J.E. Bowers, and N.C. Macdonald, "Microelectromechanical tunable long-wavelength vertical-cavity semiconductor optical amplifiers," *16th International conference on indium phosphide and related materials*, Kagoshima, Japan: 2004.

[3] P.M. Osterberg, "Electrostatically actuated microelectromechanical test structures for material property measurement," *Thèse, Massachusetts Institute of technology*, 1995.

[4] Q. Da-yong, Y. Wei-zheng, and L. Xiao-ying, "A two-beam method for extending the working range of electrostatic parallel-plate micro-actuators," *Journal of Electrostatics*, vol. 65, 2007, pp. 256-262.

[5] G. Piazza, K. Castelino, A.P. Pisano, and C.J. Chang-hasnain, "Design of a monolithic piezoelectrically actuated microelectromechanical tunable vertical-cavity surface-emitting laser," *Optics Letters*, vol. 30, 2005, pp. 896-898.

[6] L.P. Schuler, J.S. Milne, J.M. Dell, and L. Faraone, "MEMS-based microspectrometer technologies for NIR and MIR wavelengths," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 42, 2009, p. 133001(13pp).

[7] M. Garrigues, J. Danglot, J.-L. Leclercq, and O. Parillaud, "Tunable high-finesse InP/air MOEMS filter," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, 2005, pp. 1471-1473.

[8] X. Letartre, J. Mouette, J.L. Leclercq, P.R. Romeo, C. Seassal, and P. Viktorovitch, "Switching devices with spatial and spectral resolution combining photonic crystal and MOEMS structures," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 21, Jul. 2003, pp. 1691-1699.

[9] S. Boutami, B.B. Bakir, J. Leclercq, X. Letartre, M. Garrigues, and P. Viktorovitch, "Highly selective and compact tunable MOEMS photonic crystal Fabry-Perot filter," *Optics Express*, vol. 14, 2006, pp. 3129-3137.

[10] S. Boutami, B. Benbakir, X. Letartre, J.L. Leclercq, P. Regreny, and P. Viktorovitch, "Ultimate vertical Fabry-Perot cavity based on single-layer photonic crystal mirrors.," *Optics express*, vol. 15, Sep. 2007, pp. 12443-9.

[11] . J.D. Joannopoulos, S. G. Johnson, Joshau N. Winn, and R.D. Meade, "*Photonic crystals modling the flow of light"*, Princeton university press, 2008.

Conclusion et Perspectives

Le développement de sources optiques dans la gamme térahertz est un enjeu technologique majeur pour l'émergence de très nombreuses applications dans différents domaines. L'absence de matériau émetteur direct fiable constitue le premier frein aux technologies térahertz. Les méthodes indirectes de générations de rayonnement terahertz ont donc naturellement reçu une grande attention de la communauté scientifique. Parmi elles, le photomélange est une technique très prometteuse pour la réalisation de source térahertz continue accordable, de haute pureté spectrale et fonctionnant à température ambiante.

Les travaux menés sur les sources térahertz par photomélange ont révélé l'intérêt de l'utilisation d'une source bifréquence pour ce dernier. Dans ce contexte, l'objectif de notre travail était de concevoir et de fabriquer un nouveau micro-résonateur photonique bifréquence pouvant être exploité pour le développement d'une source laser bifréquence semi-conductrice monolithique pour le photomélange. L'idée de base de ce travail était de coupler deux résonateurs photoniques, un cristal photonique d'une part et une cavité Fabry Pérot verticale d'autre part, pour la réalisation d'un composant optique bifréquence. Il faut noter ici que ce nouveau micro-résonateur constitue une alternative très intéressante aux solutions de résonateurs bifréquences existantes aujourd'hui. En effet, il offre :

- une très bonne compacité verticale et latérale
- un contrôle intrinsèque de la polarisation des modes optiques par la conception de résonateur et de miroir cristal photonique auto-polarisés
- une émission verticale qui facilitera l'insertion des modes laser dans une fibre optique et éliminera les montages optiques complexes pour la superposition spatial des deux faisceaux faisceau lasers avant le photomélangeur.
- un contrôle quasi-3D de la lumière à la fois dans le plan grâce au cristal photonique membranaire et dans la direction transverse grâce à la structuration verticale.

Notre travail a débuté d'abord par une étude théorique du concept de base par la théorie des modes couplés. Elle nous a permis de mieux cerner le principe de fonctionnement du micro résonateur que nous proposons et d'en fixer les règles de conception. Dans les chapitres 3 et 4 nous avons démontré expérimentalement le principe de fonctionnement du

micro-résonateur. Nous avons proposé un schéma complet de fabrication de ce nouveau micro-résonateur photonique. La fabrication et la caractérisation d'un démonstrateur passif a permis de valider le principe fonctionnement. Nous avons ensuite discuté dans le chapitre 5 les conditions de stabilité d'une émission laser bifréquence avec le micro-résonateur bifréquence. Les boîtes quantiques sont apparues à cette occasion plus adaptées pour le développement d'un micro-résonateur bifréquence grâce à leur inhomogénéité en tailles et à leur découplage optoélectronique. Des structures actives sont toujours en cours de fabrication en collaboration avec le CEA-Leti (Grenoble) dans le cadre du projet Bastet. Nous avons enfin présenté dans le dernier chapitre de ce rapport, les voies d'accordabilité électromécaniques pour le développement de micro-résonateurs bimode multi-longueur d'ondes.

Le développement de sources lasers bifréquences et de micro-résonateur accordables constituent certainement les défis immédiats au travail qui a été présenté dans ce mémoire. Cependant, la structure même de ce nouveau micro-résonateur permet d'entreprendre le développement de nouvelles applications en optique non linéaire en tirant profit du confinement simultané de deux modes optiques au sein de la même cavité. On peut ainsi envisager l'exploitation des non-linéarités optiques non seulement pour les générations des harmoniques mais également pour la réalisation de sources à impulsion contrôlée, de composant à verrouillage de phase ou encore de modulation optique.

Ce micro-résonateur représente en outre une illustration parfaite du concept de la micro-photonique 2.5D associant une structuration périodique dans le plan avec une structuration verticale pour un meilleur contrôle de la lumière. Ce nouveau dispositif peut à cet effet être exploité pour la réalisation d'interconnexion optique multi-niveaux pour la réalisation de circuit intégré tout optique.

La lithographie Electronique

La lithographie désigne une technique de reproduction d'un motif sur un support. Différentes technologies de lithographie pour la réalisation de cristal photonique existent aujourd'hui. On distingue les approches de lithographies optiques (DEEP UV ou holographiques) et la lithographie électronique qui permettent la réalisation de réseaux nanométriques pour la fabrication d'un cristal photonique. La lithographie DEEP UV nécessite la réalisation de masque métallique très couteux. La lithographie holographique offre plus de souplesse mais elle est adaptée uniquement que pour la réalisation de motif périodique sur de grande surface. Dans ce travail, nous avons opté naturellement pour la lithographie électronique qui est plus adaptée pour la conception et la réalisation de motif de différentes formes et offre de plus un meilleur contrôle pour la réalisation de composant de tailles micrométriques.

Le principe de base de la lithographie électronique consiste à insoler localement une résine électro-sensible par un faisceau d'électron directif. La réalisation d'une lithographie peut se décomposer en trois étapes consécutives :

- Dépôt de la résine à la surface du substrat.
- Reproduction du motif (cristal photonique) dans la résine, le plus souvent par irradiation et dans le cas présent par un faisceau d'électron.
- Développement ou la révélation de la résine dans une solution spécifique à chaque type de résine.

L'insolation de la résine par le faisceau d'électron constitue sans aucun doute l'étape principale de la lithographie. Dans ce travail, nous disposons d'un système de microscopie électronique à balayage FEI « INSPECT F» et d'utilitaire informatiques de la société RAITH pour la réalisation et le contrôle de la lithographie électronique. Le système possède une pointe à effet de champ (Field Effect Gun-FEG) sous vide. Le faisceau d'électron émis par cette dernière est accéléré sous une tension de 30 kV puis focalisé sur la surface de l'échantillon par un ensemble de lentilles électromagnétiques et de diaphragmes. La position du faisceau dans le plan (sur l'échantillon) est contrôlée par un ensemble de bobines électromagnétiques. Le fichier de conception de la structure à réaliser (cristal photonique) est transformé en un ensemble de commandes électroniques au système de positionnement du

faisceau. Lors de l'insolation, le faisceau d'électrons est ainsi positionné successivement sur des points espacés régulièrement d'un pas prédéfini (step size) et irradie ces dernières avec une dose spécifique (area dose). La définition du step size et de la dose d'insolation condition la réussite de la lithographie.

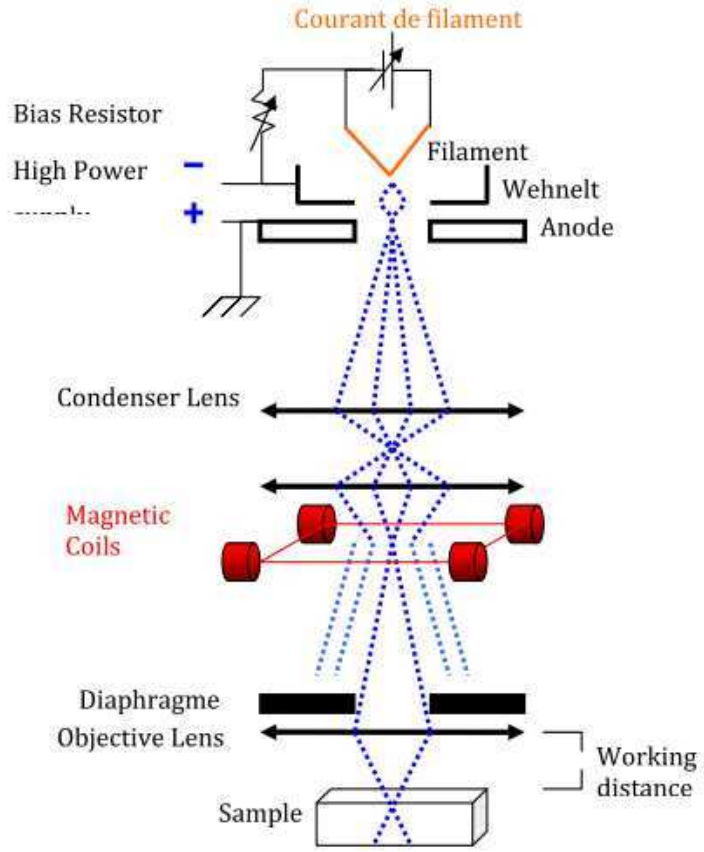


Fig. 1. Representation schématique du système de microscopie/lithographie électronique [1]

L'exposition de la résine au faisceau d'électron modifie localement les propriétés chimiques de cette dernière entrainant une dissolution différentielle des zones exposées par rapport aux régions non insolées (résine positive) dans une solution chimique appropriée à chaque type de résine. Dans le cadre de notre travail, les zones exposées du PMMA sont révélées dans une solution de méthylisobutylcétone (MIBK) pour le transfert du motif cristal photonique dans le PMMA.

Les principaux défis de la lithographie électronique est la définition de réseaux sans effet de proximité et des bords non rugueux. L'effet de proximité est lié à la diffusion des électrons dans la résine qui peuvent entrainer une adjonction entre deux zones insolées adjacentes. Le faisceau d'électrons étant de forme circulaire théoriquement lorsqu'il est bien focalisé sur la surface de l'échantillon, la définition des contours rectangulaires comme dans le cas des fentes rectilignes n'est pas trivial. Toutes fois des conditions d'expositions optimales comme le temps d'exposition à un point de la résine, ou le pas de déplacement du faisceau d'électrons permettent de manière générale la réalisation de structures correctes.

Notons que le laboratoire INL dispose d'une longue expérience dans la réalisation des cristaux photoniques par lithographie électronique. Des conditions de lithographie électronique ont été a cet effet développées et optimisées pour la réalisation des de cristaux photoniques à réseaux de fentes que nous exploiterons pour la réalisation de nos structures.

Bibliographie

[1] P. Nedel, "Nanostructures photoniques ultimes pour l'information quantique," *Thèse*, École Centrale de Lyon, 2010.

dernière page de la thèse

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 7 août 2006,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Monsieur X. LETARTRE

et les rapports de

Madame R. COLOMBELLI
Directeur de Recherche CNRS - Institut d'Electronique Fondamentale - Bât. 220
Centre Scientifique d'Orsay - rue André Ampère - 91405 ORSAY cedex

Et de

Monsieur J-L. COUTAZ
Professeur - IMEP-LAHC - Université de Savoie - 73376 LE BOURGET DU LAC cedex

Monsieur KUSIAKU Koku

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

Ecole doctorale ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE

Fait à Ecully, le 21 septembre 2012

P/Le directeur de l'E.C.L.
La directrice des Etudes

M-A. GALLAND

Résumé :

L'absence de source continue monochromatique Térahertz (THz) appropriée constitue un handicap majeur pour le développement des applications associées à cette gamme de longueur d'ondes. En effet, les technologies électroniques et optiques actuelles ne permettent de couvrir qu'une part réduite du spectre électromagnétique THz (0,3-10 THz). Dans ce contexte, la conversion de fréquences optiques, et plus précisément le photo –mélange, est une voie prometteuse pour la génération de signal THz de haute pureté spectrale sur toute la fenêtre du spectre THz. Le photomélange consiste à pomper un dispositif optoélectronique ultrarapide par deux signaux lasers dont les fréquences sont séparées par quelques THz (0,3 à 5 THz). Dans ce travail, nous proposons un nouveau micro-résonateur photonique bifréquence à cavité verticale et monolithique pour la réalisation de source laser bifréquence pour le photomélange. Ce nouveau résonateur est basé sur le couplage de deux résonateurs photoniques, un cristal photonique membranaire résonant d'une part et une cavité Fabry Pérot verticale d'autre part, accordés spectralement, pour réaliser un composant bifréquence. Le couplage optique résultant de l'association de ces deux éléments permet la génération de deux modes hybrides dont la différence de fréquence peut être ajustée en fonction du taux de couplage et donc de la position du cristal photonique dans le micro-résonateur. Le présent travail de thèse porte sur la conception, la fabrication de ce nouveau dispositif bifréquence et son application à la réalisation d'une source laser bi-mode semiconductrice fonctionnant à 1.55µm.

Abstract.

The lack of suitable monochromatic continuous-wave terahertz source consists of one the majors hurdles for terahertz spectrum applications development in various domains. Both electronic and optic technologies don't allow covering all terahertz electromagnetic spectrum (0.3-10 THz). In this context and in order to generate high spectral purity wave over all THz spectrum window, a well established technique consists in the photo-mixing procedure, where an ultrafast optoelectronic device is pumped by two laser signals whose frequencies are separated by an offset in the 0.3-5 THz window. In this work, we propose a novel dual-wavelength photonic micro resonator to provide a dual-mode monolithic semiconductor laser for THz generation by photo-mixing instead of the basic photo-mixing approach based on the use of two independent lasers. The novel photonic micro-resonator associates a vertical Fabry Perot (FP) cavity and photonic crystal membrane (PCM) resonators. A PCM exhibiting a resonant mode at normal incidence is inserted in a FP cavity with a resonant vertical mode at the same wavelength λ_0. The resulting strong optical coupling leads to the generation of two mixed modes separated by a frequency difference which can be tuned through the loss rate of the PCM and its position inside the FP cavity. The work of this thesis focuses on the design, the micro-fabrication and the characterization of the dual-frequency resonator and its application to the realization of a single compact and flexible dual-mode semiconductor laser source around 1.55µm