



HAL
open science

Intégration hétérogène III-V sur silicium de microlasers à émission par la surface à base de cristaux photoniques

Corrado Sciancalepore

► **To cite this version:**

Corrado Sciancalepore. Intégration hétérogène III-V sur silicium de microlasers à émission par la surface à base de cristaux photoniques. Autre. Ecole Centrale de Lyon, 2012. Français. NNT : 2012ECDL0050 . tel-00915280

HAL Id: tel-00915280

<https://theses.hal.science/tel-00915280>

Submitted on 7 Dec 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.

Thèse de l'Université de Lyon

*Délivrée par l'Ecole Centrale de Lyon
Spécialité : Dispositifs photoniques et optoélectroniques
Soutenue publiquement le 6 décembre 2012*

Par

Corrado SCIANCALEPORE

*Ingénieur en physique
de l'Ecole Polytechnique de Turin, Italie
(Politecnico di Torino, Italia)*

Intégration hétérogène III-V sur silicium de microlasers à émission par la surface à base de cristaux photoniques

Ecole Doctorale Electronique, Electrotechnique, Automatique

Composition du jury

<i>M. E. TOURNIE</i>	<i>Professeur, Université Montpellier</i>	<i>en qualité de rapporteur</i>
<i>M. D. VAN THOURHOUT</i>	<i>Professeur, Ghent University (Belgium)</i>	<i>en qualité de rapporteur</i>
<i>M. B. BEN BAKIR</i>	<i>Ingénieur chercheur optique, CEA-Leti</i>	<i>en qualité d'examineur</i>
<i>M. A. SIRBU</i>	<i>Scientifique, EPFL (Lausanne, Suisse)</i>	<i>en qualité d'examineur</i>
<i>M. G. ALMUNEAU</i>	<i>Chargé de recherche, (LAAS-CNRS)</i>	<i>en qualité d'examineur</i>
<i>M. G.-H. DUAN</i>	<i>Ingénieur de recherche (III-V Lab)</i>	<i>en qualité d'examineur</i>
<i>M. X. LETARTRE</i>	<i>Directeur de recherche (INL-CNRS)</i>	<i>en qualité d'examineur</i>
<i>M. P. VIKTOROVITCH</i>	<i>Directeur de recherche (INL-CNRS)</i>	<i>en qualité de directeur de thèse</i>

Abstract

L'intégration hétérogène de matériaux semiconducteurs III-V et du silicium, dotés d'un fort indice optique, est maintenant considérée comme l'approche la plus prometteuse pour la Micro-Nano-Photonique. Leur combinaison avec des matériaux de faible indice (telle que, par exemple, la silice), selon des scénarii de nanostructuration variés, conduit à la réalisation de nanostructures dotées de remarquables caractéristiques de confinement optique, permettant un contrôle très efficaces des photons dans l'espace et le temps. Les matériaux semiconducteurs III-V offrent en outre leurs uniques propriétés non-linéaires et caractéristiques d'émission, inaccessibles au silicium.

Dans le présent projet de thèse doctorale, il est proposé de développer un schéma technologique / conceptuel innovant pour la Nanophotonique 3D compatible avec la technologie d'intégration CMOS et fondée sur l'intégration hétérogène III-V / Silicium. Plus spécifiquement, il est proposé de développer une brique de base technologique générique standard ouvrant la voie à un spectre très élargi de nouvelles fonctionnalités par rapport aux schémas usuels décrits à ce jour. Les dispositifs consistent, d'une manière générale, en des structures membranaires multicouches empilées et présentant des forts contrastes d'indices, certaines de ces membranes pouvant en outre comporter un cristal photonique 1D ou 2D. Le fonctionnement des dispositifs est fondé sur l'exploitation de modes optiques résonants hybrides, possédant à la fois des composantes guidées dans les membranes et des composantes rayonnées à travers les membranes. Cette approche se prête naturellement à la production de dispositifs extrêmement compacts capables à la fois d'opérer en régime d'optique guidée et d'assurer la communication entre les différents niveaux de membranes, ainsi qu'avec l'espace libre. Elle permet également d'assurer la séparation physique entre les niveaux de matériaux actifs (III-V) et passifs (silicium).

Travaux publiés par le candidat pendant la thèse

- [1] C. Sciancalepore, B. B. Bakir, X. Letartre, J. Harduin, N. Olivier, C. Seassal, J.-M. Fedeli, and P. Viktorovitch, "CMOS-compatible ultra-compact 1.55- μm emitting VCSEL using double photonic crystal mirrors," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 24, no. 6, pp. 455–457, Mar. 2012.
- [2] C. Sciancalepore, B. Ben Bakir, X. Letartre, J.-M. Fedeli, N. Olivier, D. Bordel, C. Seassal, P. Rojo-Romeo, P. Regreny, and P. Viktorovitch, "Quasi-3D light confinement in double photonic crystal reflectors VCSELs for CMOS-compatible integration," *IEEE J. of Lightw. Technol.*, vol. 29, no. 13, pp. 2015–2024, Jul. 2011.
- [3] C. Sciancalepore, B. Ben Bakir, C. Seassal, X. Letartre, J. Harduin, N. Olivier, J.-M. Fedeli, P. Viktorovitch, "Thermal, Modal and Polarization Features of Double Photonic Crystal Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers", *IEEE Photonics Journal*, vol. 04, no. 02, pp. 399 - 410, April 2012.
- [4] P. Viktorovitch, C. Sciancalepore, B. Ben Bakir, X. Letartre, C. Seassal, "Double Photonic Crystal Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers," (*invited paper*) *Photonics West 2013*, San Francisco (CA), USA, 2-7 February 2013
- [5] C. Sciancalepore, P. Viktorovitch, B. Ben Bakir, X. Letartre, C. Seassal, "Ultra-Compact Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers Using a Double Set of Photonic Crystal Mirrors," (*invited paper*) *Photonics West 2013*, San Francisco (CA), USA, 2-7 February 2013
- [6] P. Viktorovitch, C. Sciancalepore, C. Seassal, X. Letartre, B. Ben Bakir, J. Harduin, N. Olivier, J.-M. Fedeli, "CMOS-compatible VCSELs," (*invited paper*) *IEEE Photonics*, San Francisco (CA), USA, Sep. 23-27, 2012.
- [7] X. Letartre, P. Viktorovitch, C. Sciancalepore, T. Benyattou, B. Ben Bakir Surface addressable Photonic Crystal resonators: general design rules and applications, (*invited paper*) *ICTON 2012*, Warwick, United Kingdom, 2-5 July 2012.
- [8] X. Letartre, F. Mandorlo, C. Sciancalepore, I. O Connor, P. Rojo Romeo, C. Seassal, P. Viktorovitch, B. Ben Bakir, D. Bordel, N. Olivier, J.-M. Fedeli, "Heterogeneous integration of III-V lasers on silicon for photonic/electronic convergence," (*invited paper*) *IEEE Winter topicals*, Photonic Materials and Integration Architectures, Keystone (CO), USA, 10-12 janvier 2011
- [9] P. Viktorovitch, C. Sciancalepore, X. Letartre, C. Seassal, P. Rojo Romeo, P. Regreny, B. Ben Bakir, D. Bordel, "Hybrid III-V/Si active microcavities based on photonic crystals," (*invited paper*) *Asia Communication Photonics (ACP) 2011*, Shanghai, China, 13-16 November 2011.
- [10] P. Viktorovitch, C. Sciancalepore, T. Benyattou, B. Ben Bakir, X. Letartre, "Surface addressable photonic crystal membrane resonators: generic enablers for 3D harnessing of light," (*invited paper*) *Photonics West 2012*, San Francisco (CA), USA, 21-26 January 2012.
- [11] C. Sciancalepore, B. Ben Bakir, X. Letartre, J. Harduin, N. Olivier, C. Seassal, J.-M. Fedeli, P. Viktorovitch, "Double Photonic Crystal VCSELs for CMOS Integration," *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, San Jose, CA, USA May 6-11, 2012.
- [12] C. Sciancalepore, B. Ben Bakir, C. Seassal, X. Letartre, J. Harduin, N. Olivier, J.-M. Fedeli, P. Viktorovitch, "CMOS-compatible III-V-on-Si VCSELs using a double set of photonic crystal mirrors," *5th European VCSEL Day*, Berlin, Germany, June 1, 2012.
- [13] C. Sciancalepore, B. Ben Bakir, X. Letartre, C. Seassal, D. Bordel, P. Rojo Romeo, P. Regreny, J.-M. Fedeli, N. Olivier, P. Viktorovitch, "CMOS-compatible integration of III-V VCSELs based on double photonic crystal reflectors," *8th IEEE Conference Group IV Photonics 2011*, London, United Kingdom, 14-16 September 2011.
- [14] C. Sciancalepore, B. Ben Bakir, X. Letartre, P. Rojo Romeo, C. Seassal, P. Viktorovitch, "VCSELs devices based on photonic crystal membrane reflectors," *3rd European VCSEL Day*, Torino, Italy, 7 May 2010.
- [15] C. Sciancalepore, C. Seassal, B. Ben Bakir, P. Rojo Romeo, N. Olivier, X. Letartre, D. Bordel, J.-M. Fedeli, P. Regreny, P. Viktorovitch, "1-D Photonic crystal mirrors: towards ultimate optical confinement in VCSELs," *Franco-Japanese workshop on photonics, near-field optics and imaging*, Lyon, France, 18-19 November 2010.

Sommaire

<i>Préface</i>	3
<i>Chapitre I - La photonique silicium</i>	13
<i>Chapitre II - La photonique VCSEL</i>	33
<i>Chapitre III - VCSELs et cristaux photoniques</i>	55
<i>Chapitre IV - Fabrication et caractérisation des VCSELs à double cristal photonique</i>	101
<i>Conclusion</i>	135

La croissance continue et rapide du trafic de données dans les infrastructures de télécommunications, impose des niveaux de débit de transmission ainsi que de puissance de traitement de l'information, que les capacités intrinsèques des systèmes et microcircuits électroniques ne seront plus en mesure d'assurer à brève échéance : le développement de nouveaux scénarii technologiques s'avère indispensable pour répondre à la demande de bande passante imposée notamment par la révolution de l'internet, tout en préservant une consommation énergétique raisonnable. Dans ce contexte, l'intégration hétérogène fonctionnelle sur silicium de dispositifs photoniques à émission par la surface de type VCSEL utilisant des miroirs large-bandes ultra-compactes à cristaux photoniques constitue une stratégie prometteuse pour surmonter l'impasse technologique actuelle, tout en ouvrant la voie à un développement rapide d'architectures et de systèmes de communications innovants dans le cadre du mariage entre photonique et micro-nano-électronique.

Mots clefs : Technologie CMOS (ou Complementary Metal Oxide Semiconductor), cristaux photoniques (CPs), intégration hétérogène III-V sur silicium, lasers à semiconducteur, modes de Bloch lents, laser à émission par la surface,

The ever-growing demand for high-volume fast data transmission and processing is nowadays rapidly attaining the intrinsic limit of microelectronic circuits to offer high modulation bandwidth at reasonable power dissipation. Silicon photonics is set to break the technological deadlock aiming at a functional photonics-on-CMOS integration for innovative optoelectronic systems paving the way towards next-era communication architectures. Among the others photonic building blocks such as photodiodes, optical modulators and couplers, power-efficient compact semiconductor sources in the near-infrared telecommunication bands, characterized by performing modal features as well as thermal resiliency constitute an essential landmark to be achieved. Within such context, InP-based long-wavelength vertical-cavity surface-emitting lasers (VCSELs) using one-dimensional Si/SiO₂ photonic crystals as wideband compact mirrors are proposed as next generation emitters for CMOS integration.

Keywords: Complementary metal–oxide–semiconductor (CMOS), III-V on Si heterogeneous integration, photonic crystal (PhC), semiconductor laser, slow Bloch mode (SBM), vertical-cavity surface-emitting laser (VCSEL).

Préface

I. Préface	3
II. Organisation du manuscrit	10
Références	11

Le développement du savoir technique et scientifique humain n'a jamais connu une période si florissante, riche et de croissance constante ininterrompue comme pendant les derniers 70 ans. Résolus les conflits entre les Etats européens et les majeures puissances géopolitiques en 1945, l'humanité a pu mettre en chantier une véritable révolution mondiale fondée sur l'expansion rapide du *savoir-faire* technologique. En commençant par le control de l'atome comme nouvelle ressource énergétique, en passant par la mise en communication de plus en plus efficace des peuples sur la planète à travers de nouveaux moyens de transport comme l'avion, la montée graduelle en puissance de l'informatique dans la vie quotidienne et industrielle et le développement des infrastructures de communication pour l'échange rapide d'information ont permis la mise en relation progressive entre personnes et sociétés ainsi qu'idées, concepts, et connaissance d'un bout à l'autre de la planète.

Ce parcours impétueux du progrès scientifique, technologique et culturel de l'humanité est à la base d'un processus d'enrichissement générationnel des sociétés du premier monde, suivi plus tard aussi par les pays en voie de développement, qui va déterminer de plus en plus la vie politique et la richesse économique des nations. L'histoire récente montre des exemples nets de l'action déterminante de l'informatisation dans la chute des régimes arabes à travers des réseaux sociaux de masse ainsi que dans la transformation non moins évidente et profonde des systèmes politiques démocratiques et sécularisés.

Concernant ce dernier point, il est tout à fait indiscutable que l'impact des technologies de l'information sur l'entier cadre de la vie sociale et culturelle contemporaine, détermine un mouvement d'ajustement - sinon une véritable stratégie de réorientation - des autorités de contrôle et garantie qui règlent les sociétés par les institutions législatives et judiciaires en réponse au changement du scénario technologique.

Malheureusement, la contrainte typique d'une thèse à profil scientifique ne permet pas une discussion structurée sur le sujet en question. Toutefois, on peut citer, à titre d'exemple, la corrélation existant entre l'informatisation et l'ampleur de la crise économique-financière du 2008 dans laquelle les économies majeures semblent être encore emprisonnées. Les mécanismes de création électronique de la monnaie ainsi que des systèmes de négociations à haute fréquence étaient inexistantes avant l'informatisation. Exploités par les institutions bancaires, ces systèmes permettent l'échange en quantités astronomiques et potentiellement illimités d'argent purement virtuel sur les marchés financiers du monde. Cela détermine, par contre, des conséquences directes et potentiellement funestes sur l'économie réelle, se traduisant en une migration rapide et difficilement contrôlable de ressources, chiffre d'affaires, emploi, et des autres variables macroéconomiques d'un bout à l'autre de la planète, débouchant enfin dans des forts déséquilibres commerciaux. L'effet final de ces mécanismes est la remise en question de la solvabilité même des Etats, la survivance

Il faut bien souligner que la croissance exponentielle du nombre de composants intégrés sur circuits envisagée par Moore sous le rythme d'un doublement chaque 24 mois – à la base de l'informatisation - était prévue tout en gardant le même coût de production. En autre termes, le progrès technologique et, en particulier, des techniques de photolithographie à la base de la production de masse de composants IC aurait dû permettre la poursuite de cette croissance impétueuse, sans pour ça altérer ou, pire, mettre en danger, la faisabilité des perspectives de production sur large échelle et de commercialisation de masse, ayant comme objectif primaire l'accès au grand public.

Toutefois, il faut démentir une interprétation erronée de la loi de Moore selon laquelle le doublement aurait pu être étendu à un paramètre typique de fonctionnement d'un circuit ou système intégré comme la fréquence d'opération. En fait, cette dernière reste stagnante depuis 2004 autour de 5 GHz en raison de la dissipation thermique croissante de composants, même si la taille décroissante de transistors permettrait en théorie d'accéder à des fréquences bien plus élevées comme démontré par IBM dans le cas d'un transistor silicium-germanium [2]. Une autre fausse conviction dérivant de la Loi de Moore consiste dans l'équation du coût de production constante par composant par rapport au coût des outils technologiques nécessaires pour la fabrication. En effet, les investissements dans les plateformes de production suivent aussi une loi de croissance exponentielle – autrement dite deuxième Loi de Moore ou loi de Rock - sous la forme d'un doublement chaque 48 mois. Pour cette raison, on va assister de manière de plus en plus fréquente depuis les années 90 à une trêve armée entre les majeurs compétiteurs mondial dans l'industrie de semiconducteurs, visant à joindre les efforts et les capacités financières afin de pouvoir réaliser et soutenir des investissements autrement impossibles pour une seule entité industrielle. Des entreprises même du calibre multinational de IBM, Siemens, ou STMicroelectronics ont dû établir des partenariats stratégiques pour faire face au défi technologique imposé par la Loi de Moore tout en gardant la rentabilité des processus de production.

Bien qu'il ne s'agisse pas d'une loi physique avec validité universelle, le postulat de Moore se révélera comme une *prédiction à posteriori* sur le futur de l'industrie des semiconducteurs étonnement précise et toujours en cours de validité. En effet, Moore se limitait à déduire que le même rythme de croissance dans l'intégration de composants sur circuits intégrés connu pendant la période 1959-1965 pouvait être raisonnablement maintenu pour le dix ans suivants. Or, bien qu'il ne s'agissait que d'une observation empirique, le postulat de Moore constituait donc de plus en plus une cible à viser pour l'ensemble des industries du secteur, devenant une véritable road-map technologique de la microélectronique. C'est l'exemple classique de ce qu'on appelle un effet Pygmalion (en anglais, *a self full-filling prophecy*): la Loi de Moore c'est rien d'autre qu'une intuition faite sur la base du passé avec un rôle statutaire sur le

futur. Moore lui-même, qui n'a jamais considéré sa prophétie comme une loi générale, voulant souligner l'origine phénoménologique de la Loi de Moore, déclarait :

"Moore's law has been the name given to everything that changes exponentially. I say, if Gore invented the Internet¹, I invented the exponential [3]."

A ce point le lecteur aurait certainement déjà bien compris l'origine et les conséquences induites par le postulat de Moore sur le développement scientifique et technologique et ses propagations en cascade sur l'ensemble de la société.

Mais existe-t-il des limites temporelles asymptotiques à la Loi de Moore ? Peut-on prévoir une date d'échéance qui mettra fin à cette loi exponentielle ? Et, dans le cas affirmatif, peut-on envisager les conséquences ?

Pour répondre à ces questions avec implications certainement profondes et polyédriques, il faut introduire ce qu'on appelle les trois domaines envisagés du développement d'une civilisation technologique comme la notre, dans l'ordre :

- 1) *More Moore* ;
- 2) *More Than Moore* ;
- 3) *Beyond Moore*.

Enfin, étant souvent oubliée dans les discussions concernant les lois de Moore, l'architecture trilatérale est délimitée par un mur infranchissable déduit en partant des lois physiques universelles et considérations *ab initio* qui prend le nom de limite de *Krauss-Starkman* [4]. La limite de Krauss-Starkman envisage le niveau d'évolution technologique maximal qui peut être atteint par une civilisation quelconque depuis aujourd'hui jusqu'à la fin de l'histoire future de l'Univers.

1. *More Moore* (Encore Moore). La miniaturisation incessante des architectures micro- et nano-électroniques obtenue grâce à l'amélioration progressive des techniques de photolithographie et de gravure ont permis de suivre la Loi de Moore plus de 60 ans. Malgré cela, la limite sera bientôt atteinte quand il sera nécessaire utiliser du rayonnement UV lointain, et puis du rayonnement X très difficile à être focalisé et contrôlé pour définir les motifs des transistors, dont, notamment, une largeur de l'oxyde de grille inférieure à 20 nm environ (voir, moins d'une centaine d'atomes). En plus, ainsi au cas où une technologie de production à 16 nm et une largeur d'oxyde de 5-10 nm soit réalisable, faisable technologiquement, et aussi, rentable, reste la dernière limite du *tunneling* quantique des porteurs à travers de l'oxyde. Cette limite est souvent appelée

¹ Moore fait allusion ici avec sens de l'humour à une affirmation communément attribuée au vice-président des États-Unis de l'époque, Al Gore, selon laquelle était lui l'inventeur d'Internet.

The Wall (en français, *Le Mur*), indiquant la fin théorique du More Moore pour une puce de taille constante, estimée par Intel d'avoir lieu entre 2013 et 2018 [5]. D'autre part, cette limite ne s'applique pas aux puces avec un niveau d'intégration 3D des transistors, où les composants peuvent être empilés les uns sur les autres, ayant comme effet une augmentation de la capacité totale de la puce dans le traitement de l'information, ainsi que de la complexité soit dans l'organisation des interconnexions métalliques inter- et intra-puce soit dans les stratégies de dissipation thermique.

2. *More than Moore* (Plus que Moore). La deuxième perspective proposée pour contourner le mur infranchissable du *More Moore* consiste à rajouter sur puce des fonctionnalités typiquement extérieures de la microélectronique comme, par exemple, les capteurs, les circuits microfluidiques pour les applications biologiques, ou, encore, les dispositifs photoniques. Cette solution cible en effet une intégration fonctionnelle de la puce électronique et des autre domaines du savoir-faire scientifique, afin de réaliser des systèmes sur puce (en anglais, *systems on chip*) innovants et performants en terme du débit du traitement de l'information, coût de production et miniaturisation de l'électronique de support aux fonctions extra-électroniques.

Le cadre de cette thèse se localise exactement dans ce quadrant du développement technologique. Le candidat a développé des sources micro-laser à émission par la surface (*vertical-cavity surface-emitting lasers* ou *VCSELs*, en anglais) pour l'intégration hétérogène sur puce micro-électronique, visant l'ajout d'un niveau d'interconnexion optique ultra-rapide en support de la

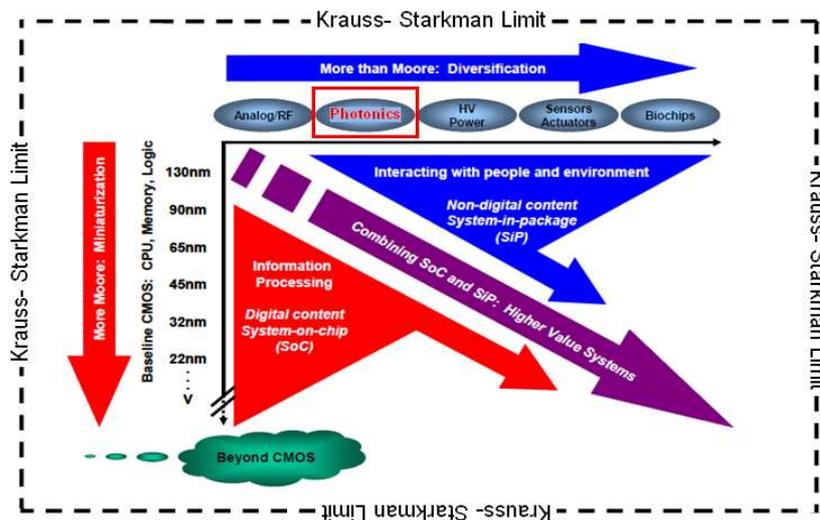


Figure 2—Le trois domaines du développement technologique envisagés par l'International Technology Roadmap for Semiconductors (ITRS) avec l'intégration de la limite universelle de Krauss-Starkmann qui apparaît comme un mur infranchissable pour quelconque civilisation technologique habitant un Univers fini en expansion.

puce micro-électronique. En général, la branche de l'ingénierie de l'information qu'étudie l'intégration de dispositifs photonique actifs – typiquement réalisés en matériaux et alliages du groupe III-V (Al, Ga, As, In, P) – et passifs en Si/SiO₂ sur puce CMOS (or, en anglais, *complementary metal-oxide-semiconductor*) est communément appelée *Photonique (sur) Silicium* et constitue le cadre scientifique-technologique de la thèse.

3. *Beyond Moore or Beyond CMOS* (Au-delà de Moore). Un champ du savoir technologique en croissance rapide c'est l'après CMOS. La possibilité de remplacer l'oxyde de grille faisant l'histoire des transistors avec des architectures innovantes comme, par exemple, les nanotubes de carbone [6], garantissant des régimes de transport quasi-balistique monodimensionnel entre les deux contacts du transistor [7], peut résulter en performances ultimes, notamment sous les aspects consommation énergétique, densité de courant, faible seuil, etc...

Une thèse sur ce sujet a été soutenue dans le même laboratoire du candidat par M. Kotb Jabeur.

4. *Krauss-Starkman Limit* (Limite Universelle de Krauss-Starkman). Deux scientifiques américains L. Krauss et G. D. Starkman ont abouti en 2004 à une théorie rigoureuse obtenue en partant de lois physiques universelles, qui fournit une limite asymptotique à la loi de Moore pour quelconque civilisation technologique (dont, la notre), en quantifiant cette limite temporelle aux rythmes de croissance actuels à 600 ans après le début de l'informatisation. En autres mots, la capacité totale du traitement de l'information qui peut être développé en exploitant tout l'énergie accessible pendant l'entière histoire future de l'Univers depuis l'origine par quelconque système - *indépendamment* de sa manifestation physique - ne pourra jamais dépasser la limite fixée par l'entropie maximale associée à l'énergie totale accessible partagée par la température de Hawking-Bekenstein², et quantifiée dans le nombre de 1.52×10^{120} octets. La théorie, construite sur la base des lois physiques comme la relativité générale, le principe de causalité, et la supposition d'habiter un Univers type De Sitter – c'est à dire un Univers fini en expansion et avec le phénomène du Big Bang comme événement originaire – ne constitue pas simplement la première formalisation d'une limite asymptotique à la loi de Moore avec valeur universel, mais un véritable mur déterministe infranchissable au développement scientifique.

² $T_{HB} = hH/4\pi^2k_B$ ou H est la constante d'Hubble qui décrit l'expansion de l'Univers, k_B la constante de Boltzmann et h la constante de Planck. La température de Hawking-Bekenstein fixe la température minimale d'opération à laquelle un système de calcul quelconque peut operer sans devoir apporter de l'énergie constante pour le refroidissement.

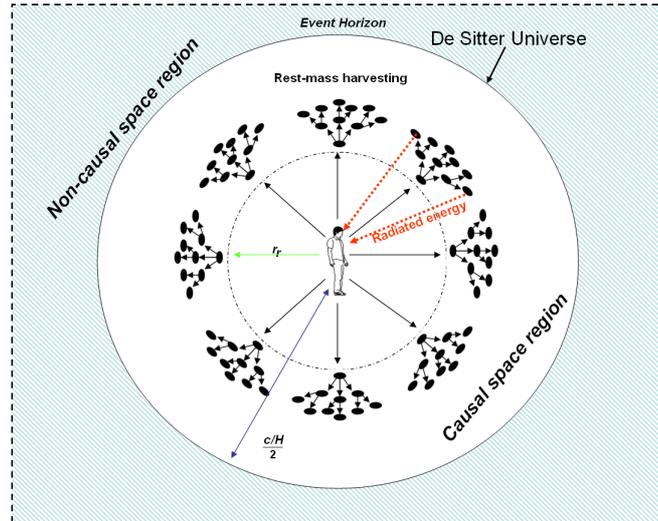


Figure 3—Schéma conceptuel de la limite universelle à la computation proposée par Krauss et Starkman. En suivant l'approche proposée par les deux physiciens américains, imaginons nous de pouvoir lancer à la vitesse de la lumière depuis l'origine un front sphérique de machines répliquantes pour stocker toute l'énergie de l'Univers sous forme de matière au repos entre l'origine et l'horizon des événements placé à $r=c/H/2$. Le but est de convertir la masse stockée en énergie et de la réémettre vers l'origine afin d'alimenter un superordinateur qui traite l'information. Les deux scientifiques ont démontré que dans un Univers causal, fini et en expansion existe une limite pour l'énergie totale accessible et, donc, pour l'information totale qui peut être traitée. Cette limite est fixée par l'entropie de Hawking-Bekenstein.

Cette introduction visait à donner une vision claire mais aussi profonde du cadre scientifique général au développement de la thèse ainsi qu'à fournir au lecteur une prospective large et originale concernant les implications de la première Loi de Moore sur l'ensemble des activités de la recherche technologique.

Le travail conduit pendant les trois ans de doctorat est surtout encadré dans l'esprit du *More than Moore*, où l'intégration fonctionnelle entre la micro- et nanoélectronique standard et la photonique sur silicium joue un rôle décisif dans la rupture de l'impasse technologique déterminée par la fin prochaine du *More Moore*, interprétée comme grand-route au développement technologique des derniers 70 ans.

Le premier chapitre du manuscrit qui suit cette préface est donc dédié à introduire le domaine de la photonique silicium, reportant les résultats principaux obtenus pendant les dernières années.

II. Organisation du manuscrit

Le manuscrit de thèse est partagé en quatre chapitres et organisé de la façon suivante.

Le premier chapitre analyse les raisons derrière le développement de la photonique intégrée sur silicium, passant en revue les composants nécessaires pour l'intégration fonctionnelle des couches optiques actives et passives sur silicium, ainsi que aux aspects liés plus strictement aux technologies de fabrication et aux différents approches technologiques de la convergence entre photonique et micro-nano-électronique classique.

Le deuxième chapitre guide le lecteur dans le monde de la photonique VCSEL, un monde relativement jeune, mais aussi complexe, pas souvent bien exploré et en évolution tourbillonnante, qui constitue, à plein titre, une niche très active dans la grande famille de la photonique. En fait, le travail de recherche a été consacré à la conception, fabrication, et caractérisation des premières sources laser de type VCSEL les plus compactes au monde employant des miroirs à cristaux photoniques pour l'intégration hétérogène sur silicium.

Le troisième chapitre constitue le cœur du travail du doctorat : la conception des sources lasers innovantes de type VCSELS à double cristal photonique en silicium. Les phénomènes physiques qui régissent les mécanismes de réflectivité et du contrôle modal de ces réflecteurs ultra-compactes résolus en polarisation sont analysés en profondeur. L'amélioration décisive de l'architecture du dispositif par l'intégration d'hétérostructures photoniques dans les miroirs à CP est aussi décrite en détail. Le chapitre est terminé par une partie dédiée à la conception du couplage entre les sources microlaser aux microguides silicium pour l'implémentation du guidage optique et de la modulation sur puce.

La fabrication et la caractérisation des sources VCSEL intégrables sur silicium est le sujet du dernier chapitre. Représentant la conclusion naturelle du travail de conception et modélisation fait par le candidat, les résultats sur les premiers démonstrateurs VCSEL au monde intégrables sur silicium dotés d'un double réflecteur à cristal photonique sont présentés et discutés.

Références

[1] G. E. Moore, "Cramming more components onto integrated circuits", *Electronics Magazine*, vol. 8, no. 8, April 19, 1965.

[2] J. D. Cressler, et Ram Krithivasan, "Chilly chip shatters speed record", *BBC World News*, Tuesday, 20 June 2006

[3] Yang, Dori Jones "Gordon Moore is still chipping away, " *U.S. News and World Report*, 2 July 2000.

[4] L. M. Krauss, et G. D. Starkman, "Universal limits on computation", *Astrophysics*, pp. 1-3, May, 2004.

[5] V. V. Zhirnov, R. K. Cavin, J. A. Hutchby, et G. I. Bourianoff, "Limits to binary logic switch scaling – a gedanken model", *IEEE Proceedings*, vol. 91, no. 11, pp. 1934-1939, Nov. 2003.

[6] P. Avouris, and J. Chen, "Nanotube electronics and optoelectronics," *Materials Today*, vol. 9, no. 10, October 2006, pp. 46-54.

[7] R. Martel, T. Schmidt, H. R. Shea, T. Hertel, and P. Avouris, "Single- and multi-wall carbon nanotube field-effect transistors," *Appl. Phys. Lett.*, vol 73, no. 17, pp. 2447-2449, Oct. 1998.

-Chapitre I-

La photonique silicium

I. Introduction à la photonique sur silicium.....	15
II. Intégration de la photonique sur silicium.....	17
II-A. Modulateurs optiques	19
II-B. Photodétecteurs	20
III. Vers l'intégration 3-D des matériaux optiques III-V sur silicium.....	21
III-A. Amplificateurs optiques III-V sur Si	22
III-B. Sources laser III-V sur Si	23
III-C. Micro-nano-sources lasers III-V sur silicium.....	25
Références.....	29

I. Introduction à la photonique sur silicium

Des *superpuces* optiques pour le traitement de l'information sur puce sont au cœur de la recherche dans le domaine des circuits photoniques intégrés du début des années 70. Dans la vision originare, les architectures visées devaient intégrer tous les composants nécessaires à l'émission, au contrôle, et à la détection de la lumière - dont, plus spécifiquement, sources, modulateurs, amplificateurs, coupleurs, photodiodes – et mettre à profit en même temps la puissance de calcul offerte par la microélectronique classique sur silicium jusqu'alors développée.

La recherche d'un matériau commun qui puisse agir comme trait d'union entre la photonique intégrée et la microélectronique classique constitue un défi technologique très important à l'origine du ralentissement du développement de l'intégration fonctionnelle de la photonique sur CMOS. En fait, bien que le silicium était et reste le matériau par excellence de la microélectronique intégrée, c'est opinion commune dans le monde scientifique et industriel que les « circuits optiques doivent encore trouver leur silicium » [1]. En effet, le silicium représente un matériau tout à fait incontournable pour la microélectronique vis-à-vis du son très bas coût d'approvisionnement – le silicium c'est en fait le deuxième élément les plus abondant sur la planète après l'oxygène – et de ses propriétés de semiconducteur qui donnent une extrême flexibilité dans le contrôle des porteurs, orienté vers l'intégration dense sur puce des fonctions logiques. De plus, le silicium forme un couple idéal avec la silice pour la production de transistors MOS dotés de caractéristiques électroniques à l'interface entre les deux matériaux quasi-parfaites.

Par contre, la structure cristalline du silicium, à l'origine de sa bande interdite indirecte, rend très complexe la fabrication d'un bon émetteur de lumière. En fait, l'émission d'un photon est directement liée au temps de vie radiatif très élevé des couples électron-trou (autour des quelques millisecondes) ($e-h$) dans le silicium. Il en résulte un régime de transport où la distance moyenne parcourue par les couples $e-h$ est de l'ordre de quelques microns, entraînant une probabilité très élevée d'un événement de scattering avec un centre de recombinaison non radiatif (comme, par exemple, un défaut) présent

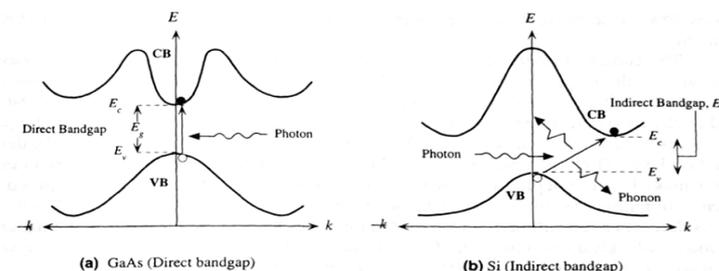


FIGURE 5.4 (a) Photon absorption in a direct bandgap semiconductor. (b) Photon absorption in an indirect bandgap semiconductor (VB, valence band; CB, conduction band)

Figure 1—Mécanismes d'absorption et émission de la lumière dans un semiconducteur à bande interdite directe comme le GaAs (a) et un semiconducteur à bande interdite indirecte comme le silicium (b). Dans ce dernier cas, l'émission d'un photon est possible seulement en présence d'un événement de scattering avec un phonon, ce qui rend le taux des processus radiatifs très faible dans ce genre de matériaux.

dans le cristal. De conséquence, l'efficacité quantique interne du silicium en termes des recombinaisons radiatives résulte être très faible, autour de 10^{-6} [2].

Des efforts remarquables ont été conduits dans la recherche des solutions visant la génération et l'amplification de photons à partir du silicium. Parmi les avancées les plus significatives, il faut citer les travaux sur le dopage par erbium des nano-cristaux de silicium exploitant le confinement quantique dans ces structures en silicium nano-structuré [2]-[8], ou encore, l'amplification optique obtenue à partir de l'effet Raman qui a conduit au premier laser sur silicium pompé optiquement [9], [10]. Bien qu'extrêmement intéressantes s'agissant des aspects fondamentaux de la physique de l'émission dans les matériaux à gain optique à base de silicium, ces études conduisent pour l'essentiel aux constats suivants :

- gain optique très faible des systèmes de matériaux basés sur le silicium ;
- utilisation de pompage optique très poussé – et donc énergétiquement défavorable - pour atteindre le régime d'émission laser dans les structures à effet Raman.

Il faut toutefois rappeler que des sources laser silicium sur germanium (SiGe) ont été fabriqués par l'équipe de J. Mitchel du MIT [11]. Si on applique une contrainte et un dopage sélectif de type n^+ au germanium il est possible de compenser la différence d'énergie entre les bandes interdites directe et indirecte du cristal, et, donc, d'obtenir l'émission des photons de façon plus efficace. Cette amplification optique ainsi que l'effet laser par pompage optique des sources n^+ Ge-Si ont été démontrés à température ambiante. La recherche est maintenant focalisée sur l'électroluminescence et la possibilité de réaliser des diodes laser Si-Ge pompées électriquement.

En dépit du développement technologique lent et coûteux autour du silicium comme milieu à gain optique, les matériaux jusqu'alors les plus utilisés pour l'amplification optique dans la gamme spectrale du proche infrarouge restent le phosphore d'indium (InP), l'arsénique de gallium (GaAs) et leurs alliages ternaires et quaternaires. Ces semi-conducteurs du groupe III-V sont en fait des émetteurs idéals de lumière grâce à une structure cristalline qui permet la formation d'une bande interdite directe, nécessaire aux processus radiatifs base pour la création des photons.

En partant des ces considérations, la vision selon laquelle l'intégration fonctionnelle entre photonique et micro-nano-électronique aurait pu être obtenue en utilisant le seul silicium semble être rapidement abandonnée [12] par la communauté scientifique et industrielle à l'avantage des stratégies alternatives où le silicium est plutôt considéré comme une *plateforme d'intégration commune à bas cout*.

II. Intégration de la photonique sur silicium

En général, trois routes différentes ont été envisagées pour l'intégration des circuits optiques sur CMOS [13] :

1. **L'intégration dite *front-end*** : les transistors et les composants optiques sont réalisés au même niveau. Cette approche demande un effort considérable et coûteux vis-à-vis de la compatibilité du *process flow* en termes des étapes technologiques et des différents matériaux utilisés.
2. **Technologie back-end « intégrée »** : la couche optique est formée au-dessus du dernier niveau de métallisation et les étapes de fabrication, principalement réalisées sur la puce, sont CMOS compatibles.
3. **Technologie back-end « reportée »** : la couche optique est aussi formée au-dessus du dernier niveau de métallisation. Par contre, elle est entièrement fabriquée avant d'être reportée par *flip chip*.

L'intégration hétérogène des sources lasers verticaux à double cristal photonique sur silicium micro-nano-structuré, au cœur du travail du doctorat, a été conduit pleinement dans l'esprit de l'approche intégration 3-D par collage moléculaire. Notamment, les avancées technologiques dans le domaine du collage hétérogène des matériaux du groupe III-V sur silicium structurée ont donné une impulsion décisive au développement de cette stratégie d'intégration de la photonique sur CMOS.

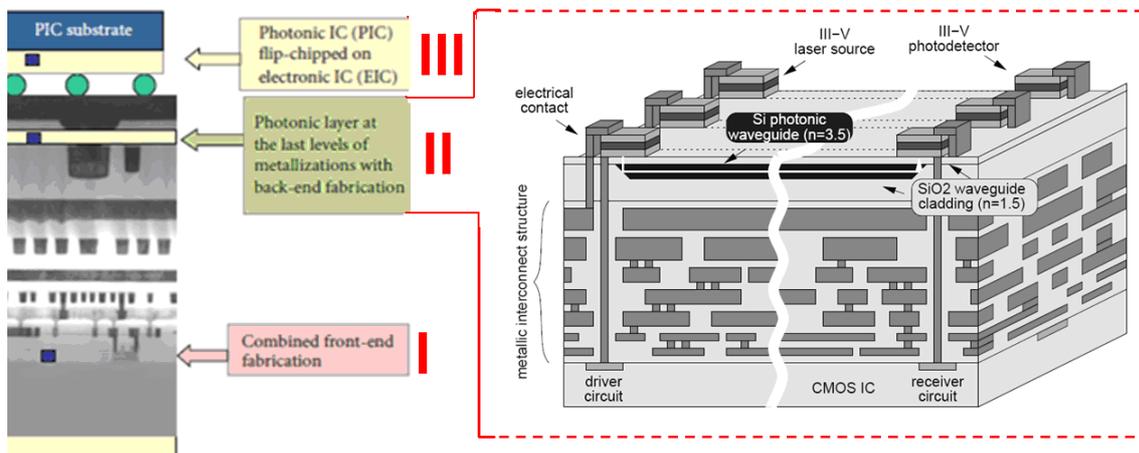


Figure 2 –Différentes routes au développement technologique de l'intégration photonique sur CMOS. La solution parcourue dans le cadre du travail de thèse est celle de la technologie back-end « intégrée » par collage moléculaire des matériaux III-V pour l'amplification optique sur silicium micro-nano-structuré: la couche optique est formée au-dessus du dernier niveau de métallisation et les étapes de fabrication sont CMOS compatibles.

Plus précisément, tandis que la partie active du circuit photonique est réalisée en partant des épitaxies III-V pour bien adresser le problème de la très faible amplification optique du silicium, le système des matériaux silicium/silice est surtout utilisé pour réaliser toute une série de fonctions optiques nécessaires au traitement et à la codification des signaux optiques sur puce, dont:

- le guidage optique par des microguides, miroirs et *beam splitters* ainsi que par des guides à cristaux photoniques [8], [14]-[17] ;
- la mise en cavité résonante réalisée, par exemple, par des anneaux de type *racetrack* ou des microdisques [13], [18] ;
- coupleurs entrée-sortie (I/O) pour le couplage des signaux lumineux de la puce à une fibre optique pour la transmission des données à grande distance. Entre les solutions visées, il faut sans doute citer les travaux réalisés sur les tapers inversés ou les réseaux 1-D/2-D de diffraction et couplage [19]-[24] ;
- le (de)multiplexage optique par réseaux denses guidés (en anglais, *arrayed waveguided grating* ou *AWG*) [25] ;
- la modulation des signaux optiques sur puce [26]-[33] ;
- la détection des signaux optiques sur puce par de photodétecteurs hybrides Si/Ge [34]-[36].

Sur ces deux derniers exemples de dispositifs optiques intégrés à base de silicium, les paragraphes suivants complètent l'information.

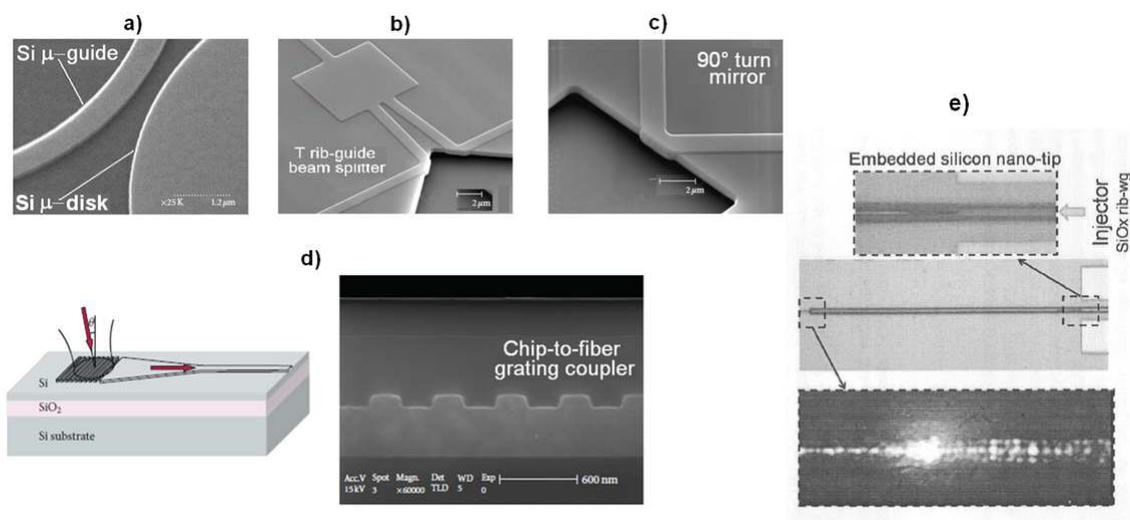


Figure 3—Fonctions optiques sur puce réalisables en partant du système silicium/silice sur des plaques silicium-sur-insolant (SOI). (a) Une guide d'onde inscrit dans le silicium amorphe couplé à un résonateur type microdisque en silicium ; (b) un beam splitter en silicium microstructuré ; (c) un miroir silicium/air réalisé par une gravure sacrificielle d'une couche de silice ; (d) un réseau de couplage en polarisation TE pour fibre optique ; (e) un taper inversé en silicium/silice fonctionnant comme coupleur I/O puce-fibre optique.

II.A Les modulateurs optiques

Les modulateurs sont un élément fondamental pour la codification à très haute vitesse de l'information sur puce aux fréquences optiques. Etant donnée la difficulté d'intégrer de façon efficace des sources optiques à base de silicium, la solution utilisée précédemment à l'introduction de l'intégration hétérogène des matériaux III-V sur silicium, sujet au cœur de cette thèse, prévoyait le couplage d'une source III-V externe par une fibre optique et un coupleur I/O au modulateur sur puce pour traiter le signal optique en modulant son intensité.

Entre les plusieurs approches de modulation proposées pendant les dernières années, il faut rappeler certainement celles basées sur l'effet électro-optique dans le silicium contraint [26], l'effet QCSE (en anglais, *quantum confined Stark effect*) dans les systèmes à puits quantiques Si-Ge on Ge [27], et, notamment, la modulation obtenue à partir des variations de concentration des porteurs dans le silicium [28]-[32] ou, également, dans les puits quantiques à dopage modulé Si/Ge sur silicium [33]. En effet, concernant cette dernière voie à la modulation, la variation de l'indice optique du silicium induite par l'accumulation, l'injection ou, encore, l'épuisement des porteurs libres à été fréquemment utilisée dans le passé récent. Le changement d'indice induit une variation de phase de l'onde lumineuse qui traverse, par exemple, un guide d'onde SOI de type rib. La variation de phase se traduit par une modulation d'intensité en intégrant le guide dans une architecture interférométrique type Mach-Zender ou Fabry-Pérot pour assurer la codification de l'information.

Au début, ce type de modulateurs était conçu sur la base des architectures multicouches diode *p-i-n* verticales [31], [32] de réalisation difficile, étant donnée la présence de plusieurs couches épitaxiales dopées, ce qui rendait encore plus problématique l'intégration de cette brique de base sur puce micro-électronique. Même si des hautes vitesses de modulation ont permis d'atteindre de débits de 40 Gb/s, la

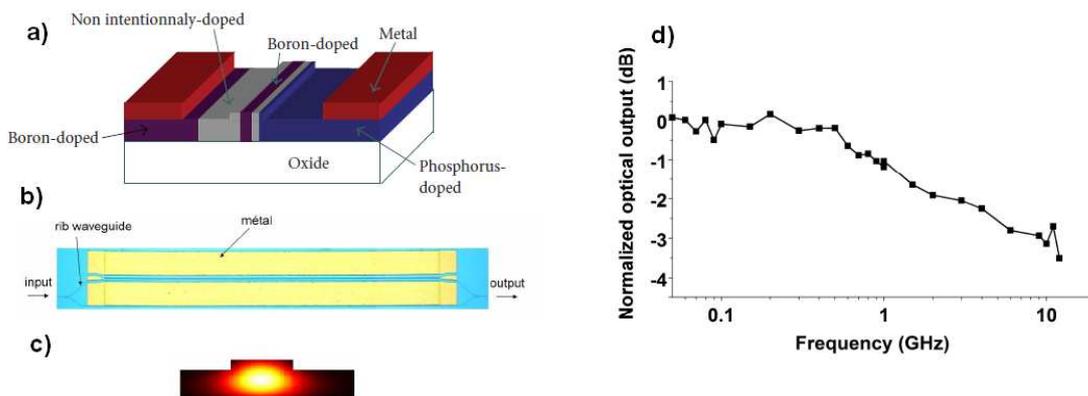


Figure 4—Structure et performance d'un modulateur Mach-Zender en silicium à architecture latérale PIPIN. (a) La diode PIPIN permet un meilleur recouvrement entre la zone d'épuisement des porteurs et le mode optique du guide RIB réalisé en silicium micro-structuré. (b) La diode est insérée sur un bras d'un interféromètre Mach-Zender pour convertir le shift de phase en modulation d'intensité. (c) Simulation FDTD du mode optique dans le guide rib SOI. (d) Bande passante à 3dB (10 GHz) du modulateur en silicium

solution aujourd'hui retenue plus raisonnable en termes d'effort technologique par rapport aux performances de modulation obtenues consiste en des architectures de type diode $p-n$ latérale [29], ce qui donne aussi la possibilité de réduire significativement la capacité de la diode, et, donc, de pouvoir atteindre des hautes fréquences d'opération de façon plus simple et directe. En figure 4, on reporte un exemple de modulateur silicium à jonction latérale *PIPIN* de type Mach-Zender [31].

II.B Les photodétecteurs

Comme pour la modulation, aussi la détection des signaux optiques joue un rôle crucial dans le traitement de l'information sur puce. Comme pour l'amplification optique, le seul silicium est inapproprié pour la détection des signaux dans les bandes de télécommunication centrées à $1.55 \mu\text{m}$ et $1.31 \mu\text{m}$, étant transparent dans cette gamme spectrale. Cela implique donc la nécessité d'adopter un système hybride dont le deuxième matériau à cote du silicium soit absorbant aux longueurs d'onde visées et compatible avec la technologie CMOS à la fois.

Ce matériau est le Germanium (Ge), un élément du groupe IV de la table périodique, qui montre des coefficients d'absorption très élevés et dont la croissance est compatible avec le silicium, bien que de réalisation délicate en raison du fort désaccord de maille entre les deux matériaux (4.2%). Ce problème a été résolu en utilisant des techniques de dépôt en phase vapeur en vide ultra-poussé et recuit à haute température ($\sim 700 \text{ }^\circ\text{C}$) afin de réduire les dislocations à l'interface silicium/germanium. Les photodétecteurs sur silicium peuvent être repartis principalement entre deux catégories illustrées et leurs principales performances résumées en figure 5 : les jonctions métal-Schottky-métal [34] et les architectures $p-i-n$ verticales [35], [36].

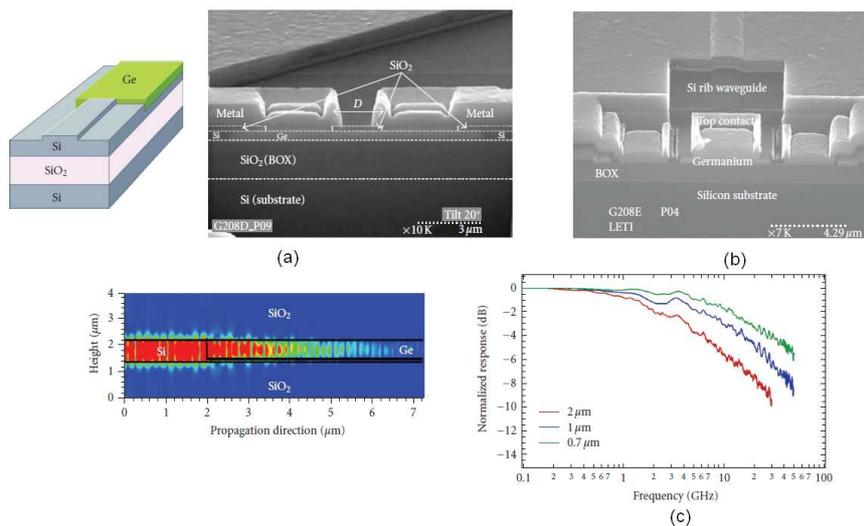


Figure 5– Photodétecteurs SiGe sur silicium : architectures et performances. (a) Vue en coupe et tridimensionnelle d'un photodétecteur MSM (métal-Schottky-métal) avec simulation FDTD de la propagation du mode du guide rib en silicium dans la partie Ge du dispositif [34]. (b) Vue de dessous d'un photodétecteur $p-i-n$ à architecture verticale [35]. (c) Bande passante des dispositifs MSM.

III. Vers l'intégration 3-D des matériaux optiques III-V sur Si

Viser une véritable intégration entre la microélectronique classique et la photonique signifie tout d'abord adresser le problème de l'amplification optique et de la mise en cavité pour obtenir des sources laser sur puce CMOS.

Evidemment, le couplage d'une source III-V laser extérieur aux circuits et fonctions optiques (dont, modulateurs, photodétecteurs, guides, etc...) reste une voie peu praticable pour un développement à large échelle qui soit fonctionnel, à bas cout, et compatible avec la technologie CMOS [37].

Si les techniques d'intégration *front-end* restent de difficile réalisation à cause de la complexe compatibilité technologique entre la fabrication des circuits CMOS et des composants optiques, l'approche *flip-chip* reste elle aussi une solution économiquement défavorable en raison des coûts élevés liés à la standardisation des procédés de production sur des plaques III-V de petite taille (2 ou, plus récemment, 3 pouces au maximum) par rapport aux grands surfaces typiques de la microélectronique utilisant des substrats SOI des 200 mm de diamètre, et qui s'achemine déjà vers la mise en place de procédés de production sur des plaques SOI (ou Si) de 300 mm.

Pour toutes ces raisons, l'intégration 3-D par collage moléculaire des couches à gain optique sur CMOS devient de plus en plus visée et considérée comme l'approche la plus élégante et robuste vis-à-vis des contraintes technologiques des intégrations *front-end* et *back-end* type *flip-chip* pour une fabrication à très large échelle. Cette technique, mise au point et brevetée au laboratoire d'Electronique et Technologie d'Information du Commissariat à l'Energie Atomique (CEA-Leti) permet de réaliser du collage « pleine plaque » des empilements des couches III-V sur silicium micro-nano-structuré sans aucune contrainte d'alignement, visant le report du matériau à gain optique sur silicium, en maximisant le rendement de fabrication et minimisant en même temps les coûts et la complexité de fabrication [38]-[41].

Le collage moléculaire a été préféré au collage par couche adhésive ou BCB [42], [43] en vertu du fait que l'utilisation des couches adhésives supplémentaires posait le problème d'un couplage optique efficace [13]. Par contre, le collage par BCB est caractérisé par plusieurs avantages comme, par exemple :

- procédé de fabrication simple et de faible cout ;
- température de collage faible ($T < 200$ °C) ;
- technique de collage applicable à plusieurs types de substrats ;
- atténuation de l'impact technologique lié à la présence de contaminants ou de la non uniformité de la surface ;
- compatible avec la microélectronique ;
- résistant du point de vue chimique ;
- transparent aux fréquences optiques d'opération.

En même temps, il faut souligner que la technique de collage par BCB présente aussi des inconvénients, dont :

- grande variance de l'épaisseur de l'espaceur adhésif ;

- stabilité à long terme limitée dans environnements agressifs ;
- stabilité en température limitée ;
- forces de collage relativement faibles.

Par contre, le collage moléculaire nécessite un traitement de la surface ainsi qu'un contrôle poussé des contaminants, de la chimie et de la morphologie des surfaces à coller. Notamment, le dépôt ajusté des couches minces de silice par des plasmas à haute densité suivi par le procédé technologique du polissage chimique et mécanique (CMP, en anglais, *chemical mechanical polishing*) permet de fonctionnaliser la surface du silicium au collage des couches III-V afin de garantir des hauts rendements de collage – aussi bien au-dessus de 80% - et, donc, une convergence photonique-électronique à haute densité d'intégration. Le collage moléculaire ouvre donc la voie à l'utilisation des moyens de grande diffusion de la microélectronique CMOS pour l'intégration des micro-sources optiques III-V sur puce. Les détails de fabrication et les renseignements complémentaires concernant le collage moléculaire seront donnés dans le chapitre de la thèse dédié à la technologie de réalisation des composants optiques sur silicium réalisés pendant le doctorat.



Figure 6—Schéma conceptuel de l'intégration photonique sur silicium utilisant l'approche technologique du collage moléculaire des matériaux III-V sur silicium micro-nano-structuré. A gauche, des photos montrent les premiers essais de collage en vignettes des couches InP/InGaAsP sur SOI.

III.A Amplificateurs optiques III-V sur Si

L'intégration 3-D par collage moléculaire des couches III-V sur silicium structuré permet d'exploiter en même temps l'amplification optique fournie par le milieu à gain (puits quantiques, boîtes quantiques, etc...) et les diverses fonctionnalités sur puce offertes par la structuration du silicium comme, par exemple, le guidage, la mise en cavité, la modulation et les différents niveaux envisageables d'interconnexions optiques.

Des amplificateurs optiques hybrides AlGaInAs-silicium intégrés avec des photodétecteurs ont été fabriqués par Intel en suivant cette approche technologique [44]. En bref, le mode optique est principalement confiné dans une micro-guide rib dans le silicium alors qu'un couplage évanescent avec les couches de l'alliage quaternaire III-V collés sur le circuit photonique en silicium donnent l'amplification optique nécessaire. Cette solution proposée pour la première fois par l'équipe de J. E. Bowers constitue une représentation convaincante du principe de l'intégration 3-D utilisant le

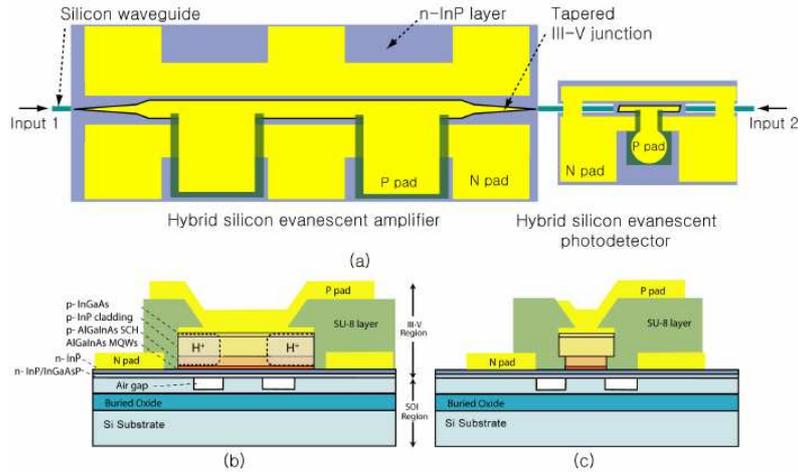


Figure 7—Architecture d'un amplificateur optique et photodétecteur à couplage évanescent intégrés sur silicium. Le mode optique est principalement guidé dans le micro-guide rib en silicium, tandis qu'une faible partie du champ électromagnétique recouvre le milieu à gain réalisé en III-V et collé sur les circuits passifs photoniques en silicium.

collage moléculaire comme solution technologique au manque d'amplification optique suffisante dans le système silicium/silice, tout en gardant des moyens de lithographie, gravure des couches III-V, et métallisation typiques d'une fabrication à large échelle. En figure 7, on montre le schéma détaillé du couplage optique de l'architecture silicium à la partie active ou mesa III-V de l'amplificateur. L'architecture optique hybride a été intégrée dans ce cas avec un photodétecteur en AlGaInAs utilisant lui aussi le principe du couplage évanescent [45].

III.B Sources lasers III-V sur Si

En suivant le même schéma conceptuel et technologique, des sources laser peuvent être intégrées sur silicium micro-nano-structuré. Toujours l'équipe de J. E. Bowers a conçu et réalisé un laser à anneau résonant hybride III-V sur silicium couplé à un photodétecteur en III-V [46], dont la structure est résumée en figure 8.

Toutefois, il faut souligner que ces architectures hybrides à couplage évanescent sont caractérisées par des seuils élevés. En effet, étant donné que le mode optique reste très bien confiné dans le guide *rib* en silicium, il en résulte un faible recouvrement spatial entre le mode et le milieu à gain (estimé autour du 4%), ce qu'implique :

- la nécessité d'intégrer des structures résonantes de grande taille ;
- par conséquent, l'augmentation du seuil du dispositif (valeurs du courant de seuil reportées dans la littérature de l'ordre de 180 mA).

Pour résoudre cette problématique, une alternative aux structures hybrides de type évanescentes a été récemment suggérée par l'équipe de B. Ben Bakir [47]. Il s'agit de remplacer le couplage évanescent par un mécanisme de guidage adiabatique du mode

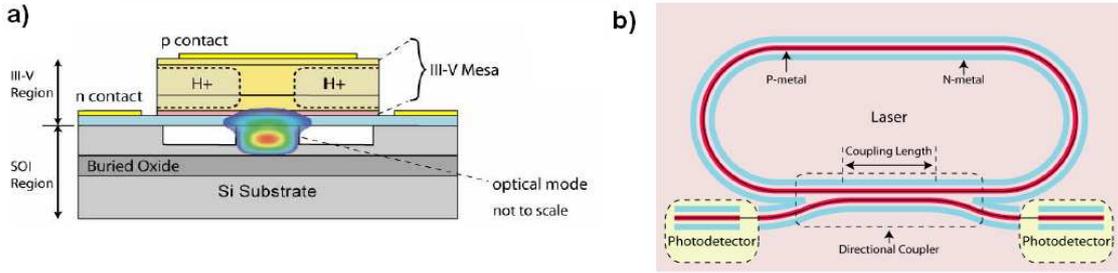


Figure 8—Structure d'une source laser hybride III-V sur Si à anneau résonant intégré sur silicium, utilisant le principe du couplage évanescent. Un coupleur directionnel est adopté pour guider la lumière vers deux photodétecteurs en III-V.

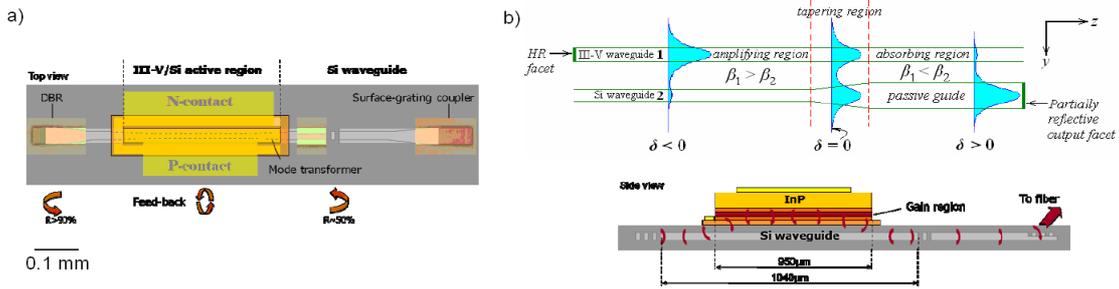


Figure 9—Cavité optique Fabry-Pérot III-V sur Si réalisée par collage moléculaire utilisant le principe du couplage adiabatique. Le mode est amplifié dans la région à gain optique III-V et ensuite recouplé par le taper (ou transformateur des modes) aux guides rib silicium par couplage adiabatique. De cette manière, on peut maximiser l'amplification optique du III-V tout en gardant un couplage maximal de la lumière dans les circuits photoniques silicium [47].

optique proposé pour la première fois par Yariv *et al.* [48]-[51]. Le mode est tout d'abord amplifié dans la partie III-V du résonateur pour être enfin couplé de façon adiabatique par un taper au guide rib en silicium. Cela permet d'obtenir une bonne amplification optique dans le milieu à gain tout en gardant un bon couplage à la partie passive du circuit optique en silicium, afin de réaliser des sources laser intégrées avec des seuils plus faibles - valeurs de seuil en courant de l'ordre de 100 mA - visant un rendement de couplage aux fonctionnalités photoniques en silicium très élevées (au-dessus du 50%) et des puissances optiques en sortie significatives (~7 mW). Malgré cela, il faut toujours tenir compte du fait que le théorème d'adiabaticité demande des longueurs de transition du taper significatives, et, donc des cavités optiques de grande taille (typiquement autour du millimètre ou plus). Cela représente une criticité forte pour le développement des sources laser III-V sur Si à haute densité d'intégration. En plus, la grande taille du dispositif rend plus difficile le contrôle modal, étant donné que plusieurs modes longitudinaux sont compris dans un faible intervalle en fréquence, donc ne permettant pas le régime d'opération monomode souhaité dans les applications télécom et capteurs. La recherche de sources compactes intégrables en silicium reste donc cruciale pour viser une densité d'intégration de fonctionnalités photoniques sur silicium élevée, entraînant une baisse sensible du coût par composant.

III.C Micro-nano-sources lasers III-V sur Si

Des nouvelles architectures hybrides pour l'intégration hétérogène des sources lasers III-V sur des circuits photoniques silicium ont été récemment développées.

Les principales structures des micro-sources laser III-V sur silicium peuvent être regroupées sous les 4 catégories suivantes : de lasers DFB (acronyme anglais de *distributed feedback lasers*), de lasers à base de micro-disques, de nano-piliers, et de sources à base de cristaux photoniques. Dans ce paragraphe, on va passer en revue ces familles de sources visant une analyse qualitative et comparative des performances optiques ainsi que de la complexité de fabrication.

Toujours utilisant le principe de l'amplification évanescence vue dans les paragraphes précédents, une première solution consiste à viser les structures DFB organisées dans des matrices de plusieurs dispositifs comme brique de base pour l'intégration sur silicium de sources laser à haute densité. Plus précisément, le réseau périodique de l'architecture DFB pour obtenir un feedback optique et la sélection d'un seul mode longitudinal est inscrit dans le silicium, tandis que la partie de mode qui recouvre le milieu à gain assure l'amplification optique nécessaire à atteindre l'effet laser. L'équipe de J. E. Bowers a conçu en 2008 [52] l'intégration hétérogène d'une matrice de 25 micro-lasers type DFB avec émission monomode : toutefois, cette architecture reste un schéma idéal, car les sources DFB n'ont pas été ensuite multiplexés par un AWG pour la collimation des signaux lumineux dans une fibre de sortie. De plus, les lasers DFB intégrés sont cependant caractérisés par une taille encore significative, ce qui entraîne :

- la nécessité d'opérer avec des courants de seuil de l'ordre de 25-30 mA, donc ayant un impact sur les aspects faible consommation et budget thermique;
- la faible bande passante électrique de ces dispositifs, et l'utilisation de modulateurs extérieurs intégrés pour atteindre une haute fréquence de modulation, ayant un impact direct sur la densité d'intégration.

Une solution alternative consiste dans l'exploitation des résonateurs optiques à micro-disque [53]-[56]. Ces structures lasers de la taille typique de 10-15 microns soutiennent des modes de galerie (en anglais, *whispering gallery modes*, ou WGM) caractérisés par des hauts facteurs de qualité et des seuils en courants très faibles (de l'ordre de 0.5 mA) liés à la compacité intrinsèque du résonateur ce qui donne aussi la possibilité d'atteindre des bandes passantes plus élevées par rapport aux lasers DFB et Fabry-Pérot. En outre, la géométrie des modes de galerie permet ainsi de coupler de façon coplanaire la lumière émise par le micro-disque aux microguides en silicium, atteignant des rendements de couplage élevés, tout en gardant une faible consommation. Des liens optiques fonctionnant à des vitesses des centaines de Tb/sec ont été envisagés avec ce genre de micro-laser [54].

Par contre, ces dispositifs sont intrinsèquement multi-mode où le diamètre du résonateur excède 5-10 μm . Le régime d'opération multi-mode reste à éviter pour toutes les applications de transmission des données à haut débit par des systèmes

optiques large bande. Visant une sélectivité modale plus élevée, les micro-disques sont de plus en plus intégrés dans un système complexe de couplage réalisé par des guides silicium à une cavité extérieure ou des miroirs à cristal photonique 1-D pour obtenir un contraste plus marqué en terme de facteur de qualité entre le mode optique d'intérêt et tous les autres modes soutenus par le résonateur. De toute façon, la sélectivité modale entre les différents modes optiques du résonateur à micro-disque reste faible, tandis que la technologie demandée pour l'obtenir augmente sensiblement la complexité de réalisation.

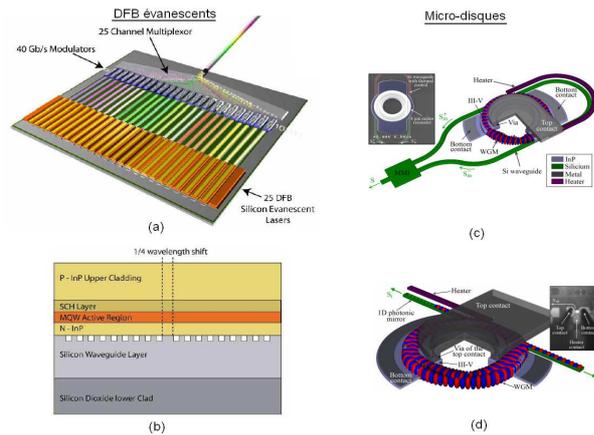


Figure 10—(a) Architecture d'un système optique sur silicium utilisant des lasers DFB (b) à couplage évanescent intégrant des modulateurs et un multiplexeur pour connexion à une fibre optique. (c) Cavité optique III-V sur Si de type micro-disque supportant des modes de galerie (WGM) couplés au guide silicium ou à un miroir à cristal photonique 1-D (d) afin d'améliorer la sélectivité modale du dispositif.

Une autre alternative consiste en la croissance directe sur silicium et CMOS-compatible des lasers à nano-piliers à base de GaAs/InGaAs démontrée par l'équipe de C. Chang-Hasnain en 2011 [57]. En dépit du faible contraste d'indice entre le GaAs ($n_{\text{GaAs}} = 3.7$) et le substrat en silicium ($n_{\text{Si}} = 3.6$), l'oscillation laser a pu être atteinte dans ces structures grâce à des facteurs de qualité suffisamment élevés et à une géométrie complexe de propagation hélicoïdale des modes de cavité. Ce travail constitue un tournant de la photonique intégrée sur silicium, car il s'agit de la première démonstration d'intégration à très haute densité des nanolasers III-V pompés optiquement directement sur CMOS [58]. La longueur d'onde d'émission du laser peut être variée sur un intervalle spectral significatif (de 890 nm à 950 nm et plus), avec des seuils relativement faibles (autour de $100 \mu\text{J}/\text{cm}^2$).

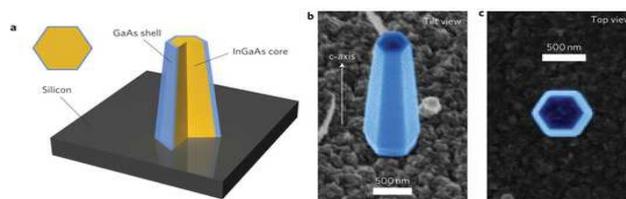


Figure 11—Micro-sources laser à nano-pilier d'InGaAs/GaAs sur silicium et poly-silicium pour pompage optiques réalisés par l'équipe de Chang-Hasnain en 2011.

Malgré ces résultats encourageants, nous sommes encore loin d'envisager des architectures pompées électriquement à cause de la complexité technologique demandée pour la prise de contacts sur ce genre des structures.

Parmi les architectures de micro-nano-lasers intégrés sur silicium, les micro-sources à cristaux photoniques représentent de loin la solution qui a débouchée sur un grand nombre de réalisations et configurations possibles distinguées par des performances optiques efficaces et une architecture ultra-flexible et robuste dans le même temps. Cela permet de viser des briques de base photoniques intrinsèquement ouvertes à une véritable déclinaison de toute une série de fonctions optiques à intégrer sur puce (comme, par exemple, le guidage et liaison optique intra-niveaux sur puce, la modulation, le multiplexage, etc...), et d'ouvrir donc une voie vers un développement beaucoup plus rapide de l'intégration photonique-électronique 3-D à haute densité et bas coût. Les lasers à cristaux photoniques et, plus précisément, les VCSELs à double cristal photonique constituent le cœur de cette thèse : pour cette raison, on se limitera ici à une analyse plutôt superficielle du sujet, pour bien développer la thématique dans le prochain chapitre.

Les cristaux photoniques sont en effet des candidats idéals pour l'intégration à haute densité, en raison de la compacité offerte par les processus de confinement optique diffractifs typiques des ces structures. À titre d'exemple, nous reportons deux architectures des cavités optiques à base de CP, voici quelques :

- une micro-cavité laser à défaut obtenue sur des cristaux photoniques bidimensionnels membranaires [réf. Fig. 12 (a), 59] ;
- une membrane à cristaux photoniques bidimensionnels utilisant comme confinement optique et mise en cavité des modes lents de Bloch guidés dans le plan de la structure [réf. Fig. 12 (b), 60].

Les structures sont très attractives en raison de leur faible puissance de seuil, mais la mise en œuvre du pompage électrique est particulièrement délicate. À cet égard, les résultats présentés par l'équipe de Hong He Lee représentent une solution, bien que de difficile réalisation technologique, au problème du pompage électrique dans les architectures microlasers à base de CPs [61].

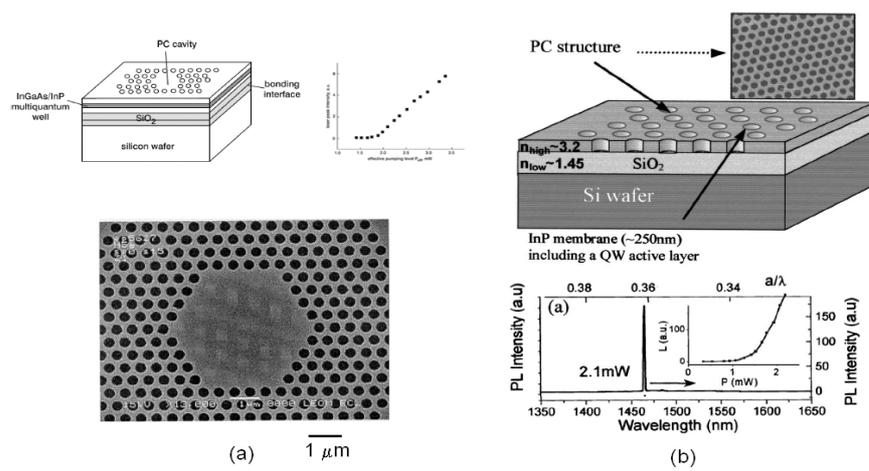


Figure 12—Micro-sources lasers III-V sur Si à cristaux photoniques. Des cristaux photoniques bidimensionnels membranaires réalisés dans des couches III-V peuvent être utilisés pour réaliser des microcavités optiques laser intégrables sur silicium.

Références

- [1] G. T. Reed, "The optical age of silicon," *Nature*, vol. 427, pp. 595-596, Feb. 2004.
- [2] M. Xie, Z. Yuan, B. Qian, and L. Pavesi, "Silicon nanocrystals to enable silicon photonics," *Chin. Opt. Lett.*, vol. 7, no. 4, pp. 319-324, Apr. 2009.
- [3] D. Navarro-Urrios, A. Pitanti, N. Daldosso, F. Gourbilleau, R. Rizk, B. Garrido, and L. Pavesi, "Energy transfer between amorphous Si nanocluster and Er^{3+} ions in a SiO_2 matrix," *Phys. Rev. B*, vol. 79, no. 19, pp. 193312-4, May 2009.
- [4] Z. Yuan, A. Anopchenko, N. Daldosso, R. Guider, D. Navarro-Urrios, A. Pitanti, R. Spano, and L. Pavesi, "Silicon nanocrystals as an enabling material for silicon photonics," *Proc. of the IEEE*, vol. 97, no. 7, pp. 1250-1264, Jul. 2009.
- [5] M. Wang, A. Anopchenko, A. Marconi, E. Moser, S. Prezioso, L. Pavesi, G. Pucker, P. Bellutti, and L. Vanzetti, "Light emitting devices based on nanocrystalline-silicon multilayer structure," *Phys. E*, vol. 41, pp. 912-915, 2008.
- [6] D. Navarro-Urrios, Y. Lebour, O. Jambois, B. Garrido, A. Pitanti, N. Daldosso, L. Pavesi, J. Cardin, K. Hijazi, L. Khomenkova, F. Gourbilleau, and R. Rizk, "Optically active Er^{3+} ions in SiO_2 codoped with Si nanoclusters," *J. Appl. Phys.*, vol. 106, no. 9, pp. 093107-5, Nov. 2009.
- [7] M. Xie, Z. yuan, B. Qian, and L. Pavesi, "Silicon nanocrystals to enable silicon photonics," *Chin. Opt. Lett.*, vol. 7, no. 4, pp. 319-324, Apr. 10, 2009.
- [8] R. Guider, N. Daldosso, A. Pitanti, E. Jordana, J.-M. Fedeli, and L. Pavesi, "NanoSi low loss horizontal slot waveguides coupled to high-Q ring resonators," *Opt. Exp.*, vol. 17, no. 20, pp. 20762-20770, 2009.
- [9] O. Boyraz and B. Jalali, "Demonstration of a silicon Raman laser," *Opt. Exp.*, vol. 12, pp. 5269-5273, 2004.
- [10] H. Rong, R. Jones, A. Liu, O. Cohen, D. Hak, A. Fang, and M. Paniccia, "A continuous-wave Raman silicon laser," *Nature*, vol. 433, pp. 725-726, Feb. 2005.
- [11] J. Liu, X. Sun, D. Pan, X. Wang, L. C. Kimerling, T. L. Koch, and J. Michel, "Tensile-strained, n-type Ge as a gain medium for monolithic laser integration on Si," *Opt. Expr.*, vol. 15, pp. 11272-11277, 2007.
- [12] O. Graydon, "Hope from hybrids," *Nat. Phot.*, vol. 5, pp. 718-719, Dec. 2011.
- [13] J. M. Fedeli, L. Di Cioccio, D. Marris-Morini, L. Vivien, R. Orobtcouk, P. Rojo-Romeo, C. Seassal, and F. Mandorlo, "Development of silicon photonics devices using microelectronic tools for the integration on top of a CMOS wafer," *Adv. in Opt. Technol.*, vol. 2008, pp. 1-15, Mar. 2008.
- [14] L. Vivien, S. Lardenois, D. Pascal, et al., "Low-loss submicrometer silicon-on-insulator rib waveguides and corner mirrors," *Opt. Lett.*, vol. 28, no. 13, pp. 1150-1152, 2003.
- [15] D. Marris, L. Vivien, D. pascal, et al., "Experimental demonstration of a 1 to 1024 optical division using slightly etched rib silicon-on-insulator waveguides," *Group IV Photonics, GFP '05. 2nd IEEE International Conference on*, pp. 204-206, Sep. 2005.
- [16] J. P. Hugonin, P. Lalanne, T. P. White, and T. F. Krauss, "Coupling into slow-mode photonic crystal waveguides," *Opt. Lett.*, vol. 32, pp. 2638-2640, 2007.
- [17] P. Pottier, M. Gnan, and R. M. De La Rue, "Efficient coupling into slow-light photonic crystal channel guides using photonic crystal tapers," *Opt. Exp.*, vol. 15, pp. 6569-6575, 2007.
- [18] M. Masi, R. Orobtcouk, G. Fan, J.-M. Fedeli, and L. Pavesi, "Towards a realistic modelling of ultra-compact racetrack resonators," *J. of. Lighth. Technol.*, vol. 28, no. 22, pp. 3233-3242, Nov. 15, 2010.
- [19] L. Vivien, D. Pascal, S. Lardenois, et al., "Light injection in SOI microwaveguides using high-efficiency grating couplers," *IEEE J. of. Lighth. Technol.*, vol. 24, no. 10, pp. 3810-3815, 2006.
- [20] C. Alonso-Ramos, A. Ortega-Moñux, L. Zavargo-Peche, R. Halir, J. de Oliva-Rubio, I. Molina-Fernández, P. Cheben, D.-X. Xu, S. Janz, N. Kim, and B. Lamontagne, "Single-etch grating coupler for micrometric silicon rib waveguides," *Opt. Lett.*, vol. 36, pp. 2647-2649, 2011.

- [21] C. Alonso-Ramos, Alejandro Ortega-Moñux, I. Molina-Fernández, P. Cheben, L. Zavargo-Peche, and R. Halir, "Efficient fiber-to-chip grating coupler for micrometric SOI rib waveguides," *Opt. Exp.*, vol. 18, pp. 15189-15200, 2010.
- [22] M. Pu, L. Liu, H. Ou, K. Yvind, J. M. Hvam, "Ultra low-loss inverted taper coupler for silicon-on-insulator ridge waveguide," *Opt. Comm.*, vol. 283, pp. 3678-3682, Mar. 2010.
- [23] D. Taillert, R. Baets, H. Chong, R. M. De La Rue, P.I. Borel, and L. H. Frandsen, "A compact two-dimensional grating coupler used as a polarization splitter," *IEEE Phot. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 9, pp. 1249-1251, Sep. 2003.
- [24] B. Ben Bakir, A. Vazquez de Gyves, R. Orobtcouk, P. Lyan, C. Porzier, A. Roman, and J.-M. Fedeli, "Low-loss (< 1 dB) and polarization-insensitive edge fiber couplers fabricated on 200-mm silicon-on-insulator wafers," *IEEE Phot. Technol. Lett.*, vol. 22, no. 11, pp. 739-741, Jun. 1, 2010.
- [25] P. Cheben, J. H. Schmid, A. Delâge, A. Densmore, S. Janz, B. Lamontagne, J. Lapointe, E. Post, P. Waldron, and D.-X. Xu, "A high-resolution silicon-on-insulator arrayed waveguide grating microspectrometer with sub-micrometer aperture waveguides," *Opt. Exp.*, vol. 15, pp. 2299-2306, 2007.
- [26] R. S. Jacobsen, K. N. Andersen, P. I. Borel, et al., "Strained silicon as a new electro-optic material," *Nature*, vol. 441, no. 7090, pp. 199-202, 2006.
- [27] Y.-H. Kuo, Y. K. Lee, Y. Ge, et al., "Strong quantum-confined Stark effect in germanium quantum-well structures on silicon," *Nature*, vol. 437, no. 7063, pp. 1334-1336, 2005.
- [28] F. Y. Gardes, A. Brimont, P. Sanchis, G. Rasigade, D. Marris-Morini, L. O'Faolain, F. Dong, J. M. Fedeli, P. Dumon, L. Vivien, T. F. Krauss, G. T. Reed, and J. Martí, "High-speed modulation of a compact silicon ring resonator based on a reverse-biased pn diode," *Opt. Exp.*, vol. 17, pp. 21986-21991, 2009.
- [29] D. Marris-Morini, L. Vivien, J.-M. Fédéli, E. Cassan, P. Lyan, and S. Laval, "Low loss and high speed silicon optical modulator based on a lateral carrier depletion structure," *Opt. Exp.*, vol. 16, pp. 334-339, 2008.
- [30] L. Liu, J. Van Campenhout, G. Roelkens, R. A. Soref, D. Van Thourhout, P. Rojo-Romeo, P. Regreny, C. Seassal, J.-M. Fédéli, and R. Baets, "Carrier-injection-based electro-optic modulator on silicon-on-insulator with a heterogeneously integrated III-V microdisk cavity," *Opt. Lett.*, vol. 33, pp. 2518-2520, 2008.
- [31] G. Rasigade, M. Ziebell, D. Marris-Morini, J.-M. Fédéli, F. Milesi, P. Grosse, D. Bouville, E. Cassan, and L. Vivien, "High extinction ratio 10 Gbit/s silicon optical modulator," *Opt. Exp.*, vol. 19, pp. 5827-5832, 2011.
- [32] D. Marris-Morini, X. L. Roux, L. Vivien, et al., "Optical modulation by carrier depletion in a silicon PIN diode," *Opt. Exp.*, vol. 14, no. 22, pp. 10838-10843, 2006.
- [33] D. Marris, E. Cassan, and L. Vivien, "Response time analysis of SiGe/Si modulation-doped multiple-quantum-well structures for optical modulation," *J. of Appl. Phys.*, vol. 96, no. 11, pp. 6109-6112, 2004.
- [34] L. Vivien, M. Rouvière, J.-M. Fédéli, D. Marris-Morini, J.-F. Damlencourt, J. Mangeney, P. Crozat, L. El Melhaoui, E. Cassan, X. Le Roux, D. Pascal, and S. Laval, "High speed and high responsivity germanium photodetector integrated in a Silicon-On-Insulator microwaveguide," *Opt. Exp.*, vol. 15, pp. 9843-9848, 2007.
- [35] M. Jutzi, M. Berroth, G. Wöhl, M. Oehme, and E. Kasper, "Ge-on-Si vertical incidence photodiodes with 39-GHz bandwidth," *IEEE Phot. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 7, pp. 1510-1512, 2005.
- [36] D. Ahn, L. C. Kimerling, and J. Mitchel, "Evanescent coupling device design for waveguide-integrated group IV photodetectors," *IEEE J. of Lightw. Technol.*, vol. 28, no. 23, pp. 3387 - 3394, Dec. 1, 2010.
- [37] N. Izhaky, M. T. Morse, S. Koehl, O. Cohen, D. Rubin, A. Barkai, G. Sarid, R. Cohen, and M. J. Paniccia, "Development of CMOS-compatible integrated silicon photonics devices," *IEEE J. of Sel. Top. of Quant. Electron.*, vol. 12, no. 6, pp. 1688-1698, Dec. 2006.
- [38] M. Kostrzewa, L. Di Cioccio, J.-M. Fedeli, et al., "Die-to-wafer molecular bonding for optical interconnects and packaging," *Proc. 15th Microelectron. And Pack. Conf. And Exhib. (EMPC '05)*, Brugge, Belgium, June 2005.

- [39] U. Gosele, Y. Bluhm, G. Kastner, et al., "Fundamental issues in wafer bonding," *J. of. Vac. Sci. And Technol. A*, vol. 17, no. 4, pp. 1145-1152, 1999.
- [40] M. Kostrzewa, L. Di Cioccio, M. Zussy, J. C. Roussin, J.-M. Fedeli, N. Kernevez, P. Regreny, C. Lagahe-Blanchard, and B. Aspar, "InP dies transferred onto silicon substrate for optical interconnects application," *Sensors and Actuators A*, vol. 125, pp. 411-414, 2006.
- [41] D. Bordel, M. Argoud, E. Augendre, J. Harduin, P. Philippe, N. Olivier, S. Messaoudène, K. Gilbert, P. Grosse, B. Ben Bakir, and J.-M. Fedeli, "Direct and polymer bonding of III-V to processed silicon-on-insulator for hybrid silicon evanescent lasers fabrication," *ECS Transactions*, vol. 33, pp. 403-410, 2010.
- [42] S. Stankovic, G. Roelkens, D. Van Thourhout, R. Baets, R. Jones, M. Sysak, B. Koch, "Hybrid III-V/Silicon laser based on DVS-BCB bonding," *13th Annual Symposium of the IEEE/LEOS Benelux Chapter*, Netherlands, p.139-142, 2008.
- [43] G. Roelkens, J. Brouckaert, D. Van Thourhout, R. Baets, R. Nötzel, and M. Smit, "Adhesive Bonding of InP/InGaAsP Dies to Processed Silicon-On-Insulator Wafers using DVS-bis-Benzocyclobutene," *J. Electrochem. Soc.*, vol. 153, no. 12, pp. G1015 - G1019, 2006.
- [44] H. Park, Y.-H. Kuo, A. W. Fang, R. Jones, O. Cohen, M. J. Paniccia, and J. E. Bowers, "A hybrid AlGaInAs-silicon evanescent preamplifier and photodetector," *Opt. Exp.*, vol. 15, pp. 13539-13546, 2007.
- [45] H. Park, A. W. Fang, R. Jones, O. Cohen, O. Raday, M. N. Sysak, M. J. Paniccia, and John E. Bowers, "A hybrid AlGaInAs-silicon evanescent waveguide photodetector," *Opt. Exp.*, vol. 15, pp. 6044-6052, 2007.
- [46] A. W. Fang, R. Jones, H. Park, O. Cohen, O. Raday, M. J. Paniccia, and J. E. Bowers, "Integrated AlGaInAs-silicon evanescent race track laser and photodetector," *Opt. Exp.*, vol. 15, pp. 2315-2322, 2007.
- [47] B. Ben Bakir, A. Descos, N. Olivier, D. Bordel, P. Grosse, E. Augendre, L. Fulbert, and J. M. Fedeli, "Electrically driven hybrid Si/III-V Fabry-Pérot lasers based on adiabatic mode transformers," *Opt. Exp.*, vol. 19, pp. 10317-10325, 2011.
- [48] Y. Xu, R. K. Lee, and A. Yariv, "Adiabatic coupling between conventional dielectric waveguides and waveguides with discrete translational symmetry," *Opt. Lett.*, vol. 25, pp. 755-757, 2000.
- [49] A. Yariv and X. Sun, "Supermode Si/III-V hybrid lasers, opticals and modulators: A proposal and analysis," *Opt. Exp.*, vol. 15, pp., 9147-9151, 2007.
- [50] X. Sun and A. Yariv, "Engineering supermode silicon/III-V hybrid waveguides for laser oscillation," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 25, pp. 923-926, 2008.
- [51] X. Sun, H.-C. Liu, and A. Yariv, "Adiabaticity criterion and the shortest adiabatic mode transformer in a coupled-waveguide system," *Opt. Lett.*, vol. 34, pp. 280-282, 2009.
- [52] A. W. Fang, E. Lively, Y.-H. Kuo, D. Liang, and J. E. Bowers, "A distributed feedback silicon evanescent laser," *Opt. Exp.*, vol. 16, pp. 4413-4419, 2008.
- [53] F. Mandorlo, P. Rojo Romeo, X. Letartre, and P. Viktorovitch, "A simple perturbative analysis for fast design of an electrically pumped micro-disk laser," *Opt. Exp.*, vol. 17, pp. 70-79, 2009.
- [54] "LETI steps toward terabit optical links", *Semiconductor International*, April 12, 2010.
- [55] F. Mandorlo, P. Rojo-Romeo, X. Letartre, J.-M. Fedeli, P. Viktorovitch, "Improvement of threshold and mode selectivity of a microdisk laser by engineering its coupling to an external passive cavity," Group IV Photonics, *GFP '09. 6th IEEE International Conference on*, pp. 205-207, Sep. 9-11, 2009.
- [56] F. Mandorlo, P. Rojo-Romeo, L. Ferrier, N. Olivier, R. Orobitchouk, J.-M. Fedeli, and X. Letartre, "CMOS CW tunable III-V microdisk LASERS for optical interconnects in integrated circuits," Group IV Photonics, *GFP '11, 8th IEEE International Conference on*, pp. 178-180, Sep. 14-16, 2011.
- [57] R. Chen, T.-T. D. Tran, K. W. Ng, W. S. Ko, L. C. Chuang, F. G. Sedgwick, and C. Chang-Hasnain, "Nanolasers grown on silicon," *Nat. Phot.*, vol. 5, pp. 170-175, Mar. 2011.
- [58] C. Chang-Hasnain, "Nanolasers directly grown on Si," Group IV Photonics, *GFP '11 8th IEEE International Conference on*, pp. 178-180, Sep. 14-16, 2011.

- [59] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, P. Regreny, M. Gendry, P. Rojo-Romeo, G. Hollinger, E. Jalaguier, S. Pocas, and B. Aspar, "InP 2D photonic crystal microlasers on silicon wafers: room temperature operation at 1.55 μm ," *Electron. Lett.*, vol. 37, no. 12, pp. 764-765, Jun. 2001.
- [60] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, P. Regreny, P. Rojo-Romeo, 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," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, no. 27, pp. 5102-5104, Dec. 2002.
- [61] H.-G. Park, S.-H. Kim, S.-H. Kwon, Y.-G. Ju, J.-K. Yang, J.-H. Baek, S.-B. Kim, Y.-H. Lee, "Electrically Driven Single-Cell Photonic Crystal Laser," *Science*, vol. 305, no. 5689, pp. 1444-1447, Sept. 2004.

-Chapitre II-

La photonique VCSEL

I. Introduction à la photonique VCSEL	35
I-A. Seuil laser dans un VCSEL	36
I-B. Fréquence de relaxation dans un VCSEL	37
II. Confinement optique, électrique, et contrôle modale dans les VCSELS	38
II-A. Confinement optique longitudinal.....	39
II-B. Confinement optique transversal.....	40
II-C. Confinement électrique et contrôle modale	42
II.C-1 VCSELS à base de matériaux de la filiere GaAs (780 nm - 1310 nm)	42
II.C-2 VCSELS à base de matériaux de la filiere InP (>1300 nm)	44
III. Contrôle de la polarisation dans les VCSELS	49
Références.....	52

I. Introduction à la photonique VCSEL

L'avènement des lasers à émission par la surface (en anglais, *vertical-cavity surface-emitting lasers* ou *VCSELs*) représente un véritable tournant dans l'histoire de la photonique et de l'optoélectronique [1], [2].

En effet, avant sa première réalisation faite en 1979 par l'équipe du professeur japonais Kenichi Iga [3], le développement prospectif de l'optoélectronique était encore sévèrement limité par les dimensions typiques des sources lasers à semiconducteur de type ruban. Cela entraînait en fait une limite réelle et incontournable sur le chemin de la miniaturisation des composants visée pour atteindre un meilleur rendement de fabrication et une densité d'intégration plus élevée, ainsi que dans la recherche de dispositifs à bande passante plus large, donc capables d'encoder et traiter l'information à très haut débit et candidats idéals pour des systèmes optiques à grande capacité d'élaboration.

Différemment de tous ses prédécesseurs comme les cavités optiques Fabry-Pérot ou, encore, les sources type DFB, les VCSELs sont les premiers lasers ou « *l'onde stationnaire du champ électromagnétique des modes résonants traverse perpendiculairement les couches déposées par croissance épitaxiale* ». Cette caractéristique distinctive des VCSELs permet en fait de miniaturiser la taille latérale des dispositifs et, donc le seuil nécessaire pour atteindre l'émission laser, rendant en même temps possible un *process-flow* technologique planaire qui permet donc une augmentation considérable de la densité d'intégration, et une réduction des coûts de production par composant.

La structure d'un VCSEL dans sa conception originale du 1977 ainsi que celle-là couramment utilisé sont schématisées en figure 1 [1]. En bref, la cavité optique est définie de façon planaire par les couches obtenues par croissance épitaxiale et

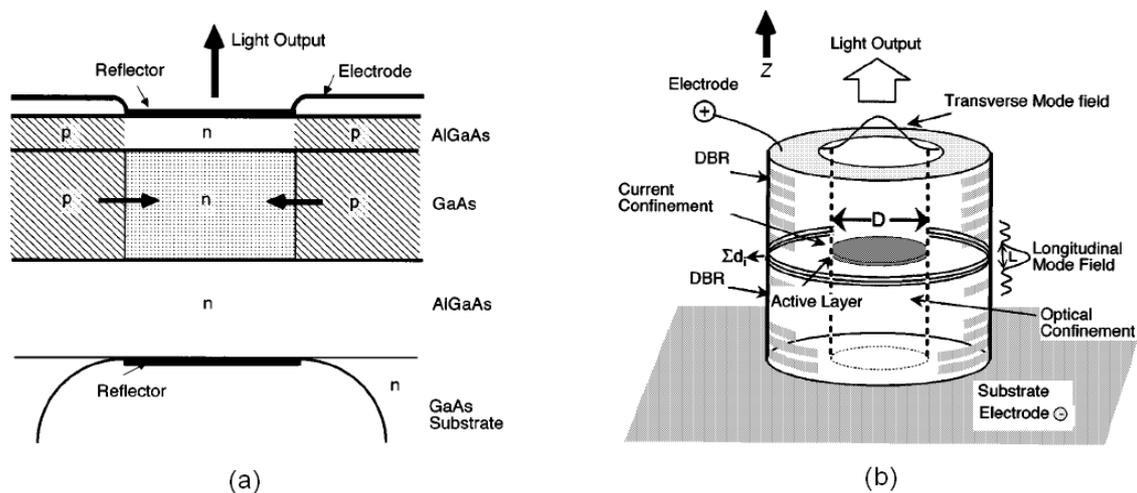


Figure 1—Laser à émission par la surface (VCSEL) dans leur conception originale (a) et dans la version communément utilisée jusqu'à maintenant. La cavité optique est formée par les couches déposées par épitaxiale et terminée verticalement par deux miroirs à très haute réflectivité type distributed Bragg reflector (DBR). L'onde stationnaire dans un VCSEL réel est répartie dans deux composantes : longitudinale, délimitée par les miroirs de Bragg, et transversale (ou, également, latérale) liée au confinement optique latéral donné par le mesa et la région active.

terminée verticalement par des miroirs multicouches ou miroir des Bragg, obtenus eux aussi par dépôt epitaxial. De cette manière, la longueur optique du résonateur – et, donc, de la longueur d'onde d'émission laser - est contrôlable pendant la croissance avec une précision incomparable par rapport aux architectures lasers précédentes.

L'ampleur de la révolution technologique apportée par les VCSELs dans le domaine de l'optoélectronique peut être efficacement résumée selon les points suivants :

- régime d'émission laser à très faible seuil de l'ordre de centaines de microampères (μA) ;
- une large fréquence de relaxation (f_r) par rapport aux lasers type rubans classiques – jusqu'à quelques dizaines de GHz [4] - peut être atteinte en favorisant la modulation à haute fréquence du dispositif ;
- la mise en place du contrôle modal sur les modes latéraux visant un régime laser monomode ;
- possibilité de contrôle sur la polarisation de l'émission ;
- une conversion en puissance (en anglais, *wall-plug efficiency*) très élevée (> 50%) ;
- *process-flow* technologique planaire pour fabrication de masse ;
- couplage direct aux fibres monomodes et multimodes ;
- longueur d'onde d'émission et seuil laser moins sensibles aux variations de température ;
- les dispositifs peuvent être testés sur la plaque avant la découpe ;
- grâce à la région active enterrée et surfaces passivées le temps de vie du composant peut être considérablement augmenté. (Il faut tenir compte qu'un temps de vie acceptable pour les applications industriels de type télécom doit dépasser les 100.000 heures de fonctionnement).

Par conséquent, les VCSELs représentent une solution technologique *ad hoc* qui vise la mise en production à large échelle de dispositifs compacts, fiables, faible consommation, et caractérisés par des propriétés modales tout à fait uniques. Dans les sections suivantes, on passe en revue tous les aspects principaux de la physique VCSELs dont, notamment : l'évaluation du seuil laser, la fréquence de relaxation, les schémas du confinement optique et électrique, le contrôle modal, et la polarisation de l'émission.

1.A Seuil laser dans un VCSEL classique

L'expression qui décrit le seuil laser dans les lasers verticaux est extrêmement importante pour déduire toute une série de caractéristiques intrinsèques de cette classe de dispositifs. En effet, le premier avantage d'utiliser une source laser verticale par rapport aux lasers rubans consiste dans la miniaturisation de la longueur optique de la cavité – et, donc, du volume actif - ayant un impact considérable sur le niveau du seuil nécessaire à atteindre le régime laser.

En courant, le seuil laser I_{th} d'un VCSEL peut être exprimé de la façon suivante [2] :

$$I_{th} = \frac{V}{d} J_{th} = \pi(D/2)^2 J_{th} = \frac{eVN_{th}}{\eta_i \tau_s} = eV \left(N_t + \frac{\alpha_a + \alpha_d + \alpha_m}{\zeta dg/dN} \right),$$

où :

- α_a indique les pertes per absorption ;
- α_d indique les pertes per diffraction ;
- α_m indique les pertes des miroirs ;
- dg/dN c'est le gain différentiel ;
- D et V représentent, respectivement, le diamètre et le volume de la région active ;
- e indique la charge élémentaire de l'électron ;
- J_{th} indique la densité en courant au seuil ;
- N_t et N_{th} sont, respectivement, la densité de porteurs à la transparence et au seuil ;
- η_i efficacité quantique interne ;
- τ_s temps de recombinaison des porteurs ;
- ζ indique le facteur de confinement total du mode optique dans le milieu à gain ;
- d représente l'épaisseur totale des couches actives.

Tout d'abord, on peut déduire que pour augmenter l'efficacité énergétique dans les systèmes optiques intégrant des VCSELS, une miniaturisation du composant et, par conséquent, du volume de la région active n'est pas suffisante. Il faut aussi agir sur l'efficacité des miroirs ainsi que sur les pertes optiques par diffraction et absorption subi par l'onde électromagnétique stationnaire dans la cavité. En outre, étant donné le faible confinement temporel du mode optique qui est minimisé en raison de la faible longueur d'une typique cavité VCSEL, des miroirs à très haute réflectivité comme les miroirs de Bragg doivent être utilisés afin que la cavité puisse atteindre le seuil.

Toutefois, il faut souligner que la recherche d'une miniaturisation extrême du milieu à gain implique l'implémentation de technologies non-planaires invasives à haut niveau de complexité, entraînant une croissance des pertes optiques par diffraction ainsi qu'une augmentation de recombinaisons non-radiatives des porteurs, posant donc une limite presque infranchissable à la réduction du seuil laser. Cette dernière question – c'est-à-dire comment aboutir à une véritable minimisation du seuil laser et de la consommation énergétique - constitue un des fils rouges qui traverse toute l'architecture conceptuelle du travail de thèse visé à résoudre cette thématique ouverte de la photonique VCSEL.

1.B Fréquence de relaxation dans un VCSEL

Pouvoir moduler le signal optique généré par une source laser est fondamental pour réaliser des systèmes d'interconnexions optiques sur puce avec des larges bandes passantes et, donc, la possibilité de transmettre l'information à très haut débit. En

particulier, cela dépend de la fréquence de relaxation du laser f_r qui est liée à la fréquence de modulation en bande passante à 3dB (f_{3dB}) selon la relation suivante [2] :

$$f_{3dB} = 1.55 f_r = \frac{1.55}{2\pi\tau_s} \sqrt{\frac{\tau_s(\alpha + \alpha_m)}{n_{eff}/c} \left(\frac{I}{I_{th}} - 1 \right)} = \frac{1.55}{2\pi\tau_s} \sqrt{\frac{\tau_s}{\tau_p} \left(\frac{I}{I_{th}} - 1 \right)},$$

où τ_p est la durée de vie des photons dans la cavité qui dépend des pertes optiques subies par les modes pendant ses aller-retour dans la cavité (α) et de l'efficacité des miroirs (α_m).

On comprend donc que pour accéder aux fréquences de modulation élevées souhaitées dans toutes les applications de transmission et traitement de données à très haut débit, l'optimisation du milieu à gain – par la réduction du temps de recombinaison τ_s des porteurs dans les puits quantiques - doit être impérativement accompagnée par de nouveaux schémas de confinement optique. Plus précisément, un guidage *doux* des modes résonants ainsi que le remplacement des miroirs classiques à grande longueur de pénétration – comme les DBR monolithiques – par des architectures photoniques innovantes peut jouer un rôle déterminant pour réduire ultérieurement les termes I_{th} et τ_p . Les cristaux photoniques peuvent bien jouer ce rôle : ceux-ci sont au cœur de la recherche conduite pendant le travail de thèse et représentent un véritable tournant du progrès technologique dans le domaine de la photonique VCSEL et au-delà.

II. Confinement optique, électrique, et contrôle modal

Il faut tout d'abord distinguer entre confinement optique vertical (ou longitudinal) et confinement latéral (ou transversal).

En effet, un VCSEL n'est rien d'autre qu'un résonateur optique de type Fabry-Pérot (FP) confiné verticalement par deux miroirs (typiquement des miroirs de Bragg) à très haute réflectivité. Dans cette approche, le VCSEL peut être imaginé comme un guide diélectrique où le champ électromagnétique se propage selon l'axe z (composante longitudinale) tout en étant confiné par les DBR et, dans le plan xy , délimité par la région active et la mesa, qui donnent origine à la composante transversale de l'onde stationnaire [réf. Fig. 1(b)].

La longueur optique du résonateur et le confinement vertical fixent l'intervalle spectral libre (ISR) (donc la séparation des modes longitudinaux de la cavité optique) ainsi que les fréquences de résonance et les facteurs de qualité correspondants. On rappelle, ci-dessous, les équations générales qui régissent la sélection des modes longitudinaux ainsi que la définition du seuil laser dans un résonateur optique Fabry-Pérot :

- transmittance de l'interféromètre (T) :

$$T = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2(\phi/2)} = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(2\frac{\pi}{\lambda}nl\right)},$$

où R indique la réflectivité des miroirs, ϕ pose la condition de phase dans la cavité (correspondant à un aller-retour plus la variation de phase de l'onde à la réflexion des miroirs), avec λ , longueur d'onde, n , indice optique et l , longueur physique du résonateur FP. En posant la condition $T=1$, on retrouve toutes les longueurs d'onde admises à sortir de la cavité.

- Intervalle spectrale libre (ISL) :

$$\Delta\nu_{\text{ISL}} = \frac{c}{2L},$$

où $\Delta\nu$ indique l'écart en fréquence entre deux modes longitudinaux voisins, c est la vitesse de la lumière dans le vide, et L représente la longueur du résonateur. On peut voir comment la longueur de la cavité optique joue un rôle direct dans la valeur spectrale de l'ISL.

- Condition de seuil :

$$g_{\text{th}} = \alpha_0 - \frac{1}{2L} \ln(R_1 R_2),$$

exprime le gain nécessaire à atteindre le régime d'opération laser dans une cavité optique caractérisée par des pertes optiques intrinsèque par absorption et diffraction α_0 , avec R_1 et R_2 les réflectivités des deux miroirs. L'expression signifie en termes simples que afin le laser puisse s'allumer, il faut que toutes les pertes optiques du système physique soient compensées par le gain accessible dans la structure. Ce gain est appelé gain de seuil ou *threshold gain* (g_{th}) en anglais, et il est communément exprimé dans l'unité [1/cm].

II.A Confinement optique longitudinal

Un des avantages des VCSEL réside dans une cavité très courte par rapport aux solutions technologiques précédentes comme les lasers DBR ou DFB, ce qui permet de sélectionner de façon relativement simple et directe qu'un seul mode longitudinal et d'opérer en régime monomode. Cet aspect s'avère extrêmement important, par exemple, pour les lasers accordables en fréquence. Un intervalle spectral libre très élargi permet en fait de pouvoir accorder la longueur d'onde d'émission de la cavité laser sans rencontrer les phénomènes de *mode-hopping* (en français, saut de mode) qui ne permettraient pas d'obtenir des intervalles d'accordabilité en fréquence suffisants. Cela c'est important pour toute une série d'applications comme, par exemple, la spectroscopie de gaz ou, encore, la réalisation de capteurs intégrés sur

fibres. En partant de ce principe, des VCSELS avec des intervalles d'accordabilité supérieurs à 100 nm ont été obtenus intégrant la cavité active avec une membrane DBR suspendue sur une lame d'air [5], [6]. Le miroir membranaire supérieur peut être déplacé par voies électrothermique ou électrostatique entraînant un changement d'épaisseur de la lame d'air et, par conséquent, de la longueur optique du résonateur. En nous rappelant la condition de transmittance d'un interféromètre FP, on peut comprendre comment la longueur d'onde d'émission du laser peut être donc accordée de façon directe sur des intervalles spectraux libres très grands grâce à une architecture compacte de la cavité VCSEL utilisant des miroirs DBR innovants à haut contraste d'indice. Les travaux des équipes photoniques de Munich et Darmstadt sont éclairants à tel égard [7, et références à l'intérieur].

II.B Confinement optique transversal

Une fois prise en compte l'émission monomode longitudinale, il faut considérer aussi les modes optiques latéraux qui correspondent à un certain mode longitudinal. En fait, dans un système idéal de taille latérale infinie, il y a aucun mode latéral admis dans la cavité, étant donné que tous les modes latéraux sont dégénérés à la fréquence du mode résonante longitudinale. Si maintenant on prend en compte l'architecture réelle des cavités VCSEL délimitées latéralement par des mesas (dénomination pour la zone de gravure latérale autour du guide VCSEL) ou par les ouvertures en courant utilisées pour injecter les porteurs dans la région active, on peut bien comprendre comme le mode optique longitudinal ressent la présence du confinement latéral sous forme de guidage et de pertes diffractées. De cette manière, la dégénérescence en fréquence entre

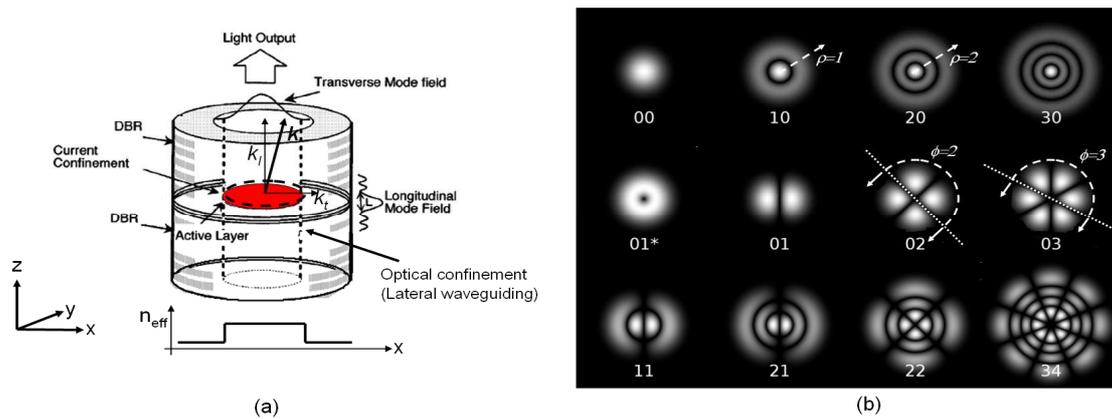


Figure 2—À gauche la structure schématisée d'un VCSEL. (a) Origine du confinement électrique et optique (sous forme de guidage latéral) à la base de la formation des modes optiques transversaux dans la cavité optique. (b) Profils de champ proche des différents modes transversaux soutenus dans une cavité à mesa rond, décrits par une combinaison de faisceaux gaussiens et polynômes de Laguerre. Les indices correspondant aux modes indiquent la succession des ordres radiaux (ρ) et azimutaux (ϕ).

les différentes résonances latérales est rompue, donnant origine à des modes optiques transversaux avec fréquences et distributions de champ propres. En termes physiques, cette dégénérescence peut être vue comme l'apparition d'une composante transversale superposée à la composante longitudinale principale du mode optique dégénéré. En autres mots, les modes optiques soutenus dans la cavité optique sont caractérisés par une composante parallèle à l'axe de propagation et une composante transversale, liée au confinement optique donné par le mesa et la région active [réf. Fig. 1(b)]. La composante transversale du mode optique est à la base soit du décalage en longueur d'onde par rapport à la résonance longitudinale soit de l'ouverture angulaire du mode ayant un impact direct sur le champ lointain irradié de la surface du micro-laser. En Fig. 2, on reporte un schéma de principe décrivant la formation de modes transversaux dans les cavités VCSEL ainsi que les différents profils des ces modes dans une cavité optique à mesa rond, obtenus à partir des polynômes de Gauss-Laguerre.

Toujours à propos de ce sujet, le papier de G. R. Hadley [8] utilise une approche formelle de type analytique très populaire pour expliquer les phénomènes de confinement optique transversal dans les VCSEL sous forme de guidage ou anti-guidage par l'indice. Le VCSEL peut être en fait vu comme un guide diélectrique coaxiale dont lequel on peut modifier l'indice effectif des modes dans les différentes couches concentriques de façon radiale pour mettre en ouvre en mécanisme de confinement ou antiguidage transversal sélectif. Cela peut être aussi facilement expliqué par le concept de l'angle de Brewster ou angle de réflexion totale. Une lecture de ce papier est donc fortement conseillée surtout, mais pas exclusivement, à ceux qui n'ont pas de familiarité avec la terminologie et la photonique VCSEL.

Comme conclusion de ce paragraphe, on propose en table I un résumé des paramètres optiques principaux des sources type VCSELS et leur impact sur le différent fonctionnement et conception des ces dispositifs en comparaison stricte avec les anciennes structures laser type ruban.

COMPARISON OF PARAMETERS BETWEEN STRIPE LASER AND VCSEL		
Parameter	Stripe Laser	Surface Emitting Laser
Active layer Thickness	100Å-0.1µm	80Å-0.5µm
Active Layer Area	3 × 300µm ²	5 × 5 µm ²
Active Volume	60µm ³	0.07 µm ³
Cavity Length	300µm	≈ 1µm
Reflectivity	0.3	0.99-0.999
Optical Confinement (Transverse)	3-5%	50-80%
Optical Confinement (Longitudinal)	50%	2 × 1% × 3 (3QW's)
Relaxation Frequency (Low Current Levels)	<5GHz	>10GHz

} *Threshold*
→ *Mirrors are critical*
→ *Transverse modal selection*
→ *High-speed modulation*

Table I—Comparaison entre les paramètres optiques principaux descriptifs des lasers type ruban et type VCSEL. L'impact des différents paramètres sur la conception des cavités VCSELS est souligné par des flèches rouges [2].

II.C Confinement électrique et contrôle modal

Un contrôle efficace de la lumière est extrêmement important dans le cas des micro-sources laser type VCSEL où le couplage entre le mode optique et les porteurs dans la région active doit être optimisé pour obtenir des émetteurs à faible seuil ainsi que la sélection modale fréquemment souhaitée, par exemple, dans les applications télécom et capteurs. Il en résulte que le guidage optique transversal ainsi que le contrôle des différents modes optiques latéraux dans un VCSEL dépend de façon générale d'un entrelacement complexe des phénomènes de guidage par l'indice, par le gain, ainsi que par des mécanismes secondaires comme, par exemple, la focalisation thermique des modes optiques [9].

Aussi le confinement des porteurs dans la région active ou, en bref, le confinement électrique, est-il crucial pour aboutir à des lasers faible consommation, à émission monomode, avec des propriétés thermiques compatibles avec les besoins industriels visant une résistance du composant aux températures habituelles de travail ($> 70^{\circ}\text{C}$).

Nous allons passer en revue les différents schémas de confinement électriques adoptés dans les VCSELs en les classifiant selon la longueur d'onde d'émission, et, donc, les systèmes des matériaux *principaux* utilisés pour leur croissance.

A cet égard, il faut dire que, de façon générale, les bandes centrées à 850 nm et 1.55 μm sont adressées par la croissance de régions actives basées sur des alliages d'arsénique ou phosphore avec des éléments des colonnes III et V déposés, respectivement, sur des substrats GaAs ou InP. Toutefois, d'autres matériaux peuvent être déposés sur ces substrats comme, par exemple, l'InGaAsN sur GaAs pour la bande à 1.3 μm , ou encore le AlGaInAs sur InP pour l'émission à 1.55 μm [2].

II.C-1 VCSELs à base de matériaux de la filière GaAs (780 nm - 1310 nm)

En ce qui concerne les VCSELs réalisés à partir des alliages colonne III-As binaires, ternaires (GaAs/AlGaAs) [10] ou quaternaires (GaInAsN) [11], [12] déposés sur GaAs visant l'émission dans la gamme spectrale entre 780 nm et 1310 nm, un couplage optimisé entre gain et mode optique ainsi qu'un contrôle modal efficace ont été obtenus grâce à l'introduction d'une fenêtre d'oxyde Al_xO_y dont l'épaisseur de quelques dizaines de nanomètres est délimitée latéralement par oxydation [10]. La position de la fenêtre d'oxyde, parfois proche du cœur de la région active, parfois au milieu du miroir de Bragg supérieur, peut varier selon la conception du dispositif et les avancées des technologies de fabrication disponibles à l'époque de la réalisation du composant. En vue d'obtenir un confinement à la fois optique et électrique, tandis que l'indice plus faible de l'oxyde permet d'avoir un fort guidage par l'indice au centre de la cavité [réf. Fig. 2(a) en bas], ses propriétés isolantes garantissent une bonne injection des porteurs. Ceci explique le succès de cette solution technologique adoptée dans presque tous les procédés de fabrication pour des microlasers de type VCSEL avec croissance épitaxiale sur substrats GaAs.

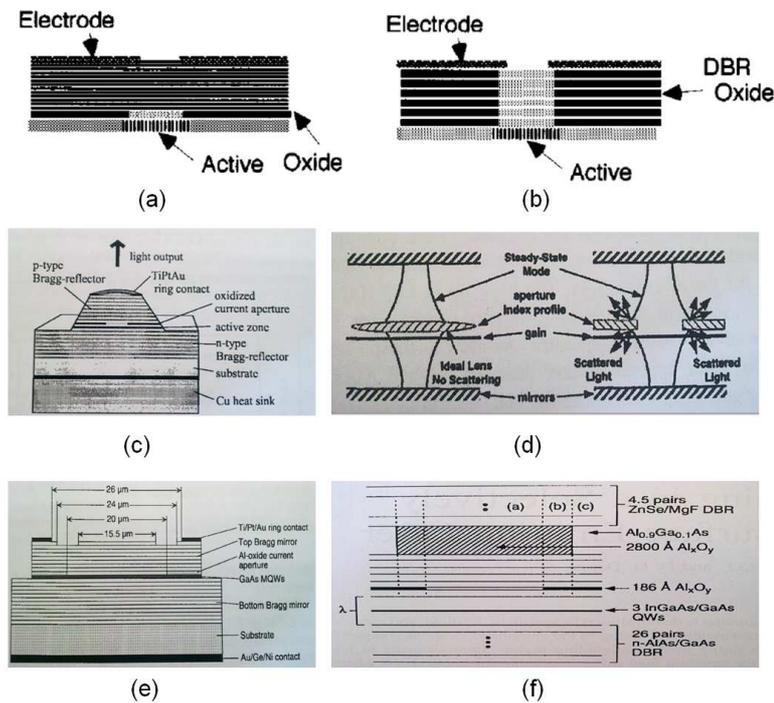


Figure 3—Différentes réalisations de VCSELs pour l'émission à 850 nm. (a, c) La fenêtre d'oxyde peut être réalisée au cœur de la région active ou (b) localisée dans le miroir de Bragg supérieur. Afin de minimiser le scattering optique du mode et les pertes optiques diffractées à l'hauteur de l'oxyde, un profil graduel de la couche de Al_xO_y est prévu (d). (e) Gravure partielle du miroir DBR supérieur comme stratégie de séparation entre gain et contrôle modale ; (f) antiguidage par l'indice des modes d'ordres supérieur par recroissance latérale au mesa d'une couche d'AlGaAs.

Il faut toutefois souligner que cette approche est confrontée au compromis inévitable entre émission monomode et puissance optique en sortie du laser. En effet, le mécanisme efficace de guidage optique par la couche d'oxyde doit être compensé par une bonne suppression des modes latéraux, afin d'aboutir à un régime d'opération monomode. De cette façon, la taille latérale de la région active se trouve être limitée de sorte que les modes d'ordre supérieur ne sont pas amplifiés par le gain et, donc, ne peuvent pas atteindre le seuil. Par conséquent, la puissance optique en sortie du laser - qui est directement proportionnelle au carré du rayon de la fenêtre d'oxyde - est elle aussi limitée par la contrainte sur la suppression modale. Eclairant à tel égard est le papier de Bienstman [13], où une analyse détaillée du comportement modal des cavités confinées par l'oxyde est proposée, et des conseils tout à fait remarquables pour la conception sont donnés de façon pédagogique.

Une variante concernant l'utilisation d'une fenêtre d'oxyde avec des flancs progressivement amincis visant la forme d'une lentille a été proposée par Thibeault [14]. De cette manière, les pertes diffractées peuvent en fait être minimisées par rapport aux anneaux d'oxyde avec un profil des flancs d'oxydation abrupts, avec des bénéfices évidents pour le seuil et les performances thermiques. La structure est montrée en Fig. 3 (d).

Une première solution à la question du compromis entre contrôle modal et puissance optique du composant a été envisagée par Martinsson [15], et prévoit l'introduction des miroirs de Bragg gravés à géométrie coaxiale illustrés en Fig. 3(e). En effet, si on imagine d'étendre la région active en utilisant des fenêtres d'oxyde plus larges afin de maximiser la puissance optique en sortie, une façon très directe de filtrer les modes d'ordre supérieur au profit du seul mode fondamental consiste en la gravure d'un des deux DBR dans le but de réduire localement la réflectivité pour tous les modes avec ouverture angulaire majeure au mode fondamental. Il en résulte que le mode TEM_{00} reste le seul mode auquel reste accessible une réflectivité modale suffisamment élevée pour atteindre le régime laser, rendant donc possible l'utilisation d'une ouverture en courant plus grande sans pour ça limiter la sélectivité modale.

Par contre, la difficulté du contrôle de la profondeur ainsi que de la rugosité des flancs pendant la phase de gravure du miroir constitue un point faible de cette technologie, résultant en des pertes optiques diffractées pour le mode fondamental ce qui entraîne une baisse de la puissance optique de sortie et une augmentation du seuil du dispositif, rendant donc plus compliquée la dissipation thermique et ce qui nous renvoie de nouveau au problème de la faible consommation.

Même si technologiquement proche à cette dernière approche, une alternative qui prévoit l'utilisation de guidage et anti-guidage par l'indice a été proposée par Oh [16] illustrée en Fig. 3(f). La structure est gravée latéralement et, successivement recouverte de matériaux à plus faible et/ou plus fort indice, afin de favoriser/défavoriser le guidage par l'indice du mode transversal fondamental. Cette solution est beaucoup plus complexe d'un point de vue technologique, est invasive car elle prévoit une gravure au cœur de la cavité optique, et aussi n'est pas compatible avec une fabrication à large échelle. Le risque représenté par l'adoption de procédés technologiques compliqués, instables, et largement invasifs par rapport à l'extension spatiale des modes optiques – ce qui entraîne une augmentation exponentielle dans des pertes optiques diffractées dans le cas de désalignements lithographiques ou les imperfections liées à la gravure - n'a pas joué à faveur de cette approche, qui reste largement sous-utilisée dans les stratégies de production actuelles.

II.C-2 VCSELS à base de matériaux de la filière InP (1.3 μm –1.55 μm)

La difficulté d'obtenir des matériaux oxydables dans la famille des alliages ternaires et quaternaires (InAsP-InGaAsP ou InAlAs-AlGaInAs) qui peuvent être déposés sur InP ainsi que les fortes pertes optiques par absorption dans les couches d'InP dopées type p (Be), pose le problème du confinement électrique dans cette classe de dispositifs.

Les deux questions ont été résolues par l'introduction des jonctions tunnel [17]. Une jonction tunnel n'est rien d'autre qu'une diode $p-n$ fortement dopée et polarisée en inverse. Tout d'abord, la structure permet la conversion des électrons (e^-) injectés par le contact p en des trous (h^+) qui sont ramenés au cœur de l'hétérostructure active où prend lieu la recombinaison radiative entre les électrons injectés du contact n et les trous provenant du côté p^{++} de la jonction tunnel. Le principe de fonctionnement d'une

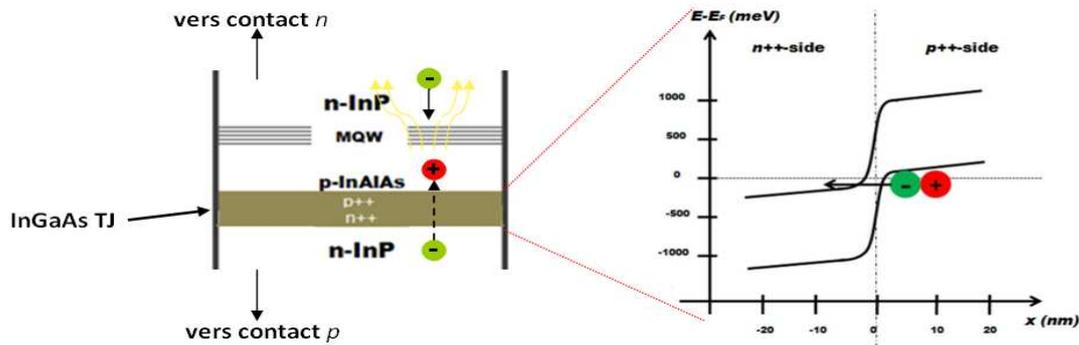


Figure 4—Architecture et schéma de fonctionnement conceptuel d'une jonction tunnel (TJ) InGaAs dopée carbone dans la région active d'une VCSEL à base d'InP pour l'émission à 1.55- μm . L'utilisation d'un fort dopage permet d'aligner les bandes de conduction et de valence des parties p et n, respectivement, de la jonction afin de maximiser la probabilité de tunneling de porteurs d'un côté à l'autre de la jonction, rendant possible une baisse considérable et de la résistivité du composant optoélectronique et des pertes par absorption du mode optique en réduisant l'utilisation des couches dopées type p.

jonction tunnel dans une structure laser type structure n^{++} - p^{++} - i - n est illustré en figure 4. En bref, la conversion des porteurs d'un côté à l'autre de la jonction a lieu grâce aux forts niveaux de dopage utilisés qui permettent d'approcher et aligner la bande de conduction du côté n^{++} et la bande de valence du côté p^{++} , afin de maximiser la probabilité de tunneling des porteurs et, donc, l'efficacité de conversion $e^- \rightarrow h^+$.

Cela permet ainsi de réduire la résistivité de la jonction et de toute la structure du laser ayant un impact direct sur la vitesse de modulation maximale qui peut être atteinte par le composant dans une stratégie pour la réduction de la constante de temps RC. En outre, l'utilisation des couches dopées type p est réduite à la seule couche de confinement entre la région active à puits quantiques (en anglais, *multiple quantum well*, MQW) et la jonction tunnel, résultant dans la baisse des pertes optiques par absorption qui sont sensiblement plus faibles dans le cas des couches d'InP dopées de type n.

A titre de comparaison, à 1.55 μm , dans les couches InP dopées type p avec une concentration des dopants carbone entre $n_c=7 \times 10^{17}$ et $n_c=1 \times 10^{18}$ le coefficient d'absorption est de 20 cm^{-1} par rapport à 2-3 cm^{-1} dans le cas des couches InP dopées type n (Si, typiquement).

Afin de maximiser le couplage entre l'amplification optique donné par recombinaison et le mode optique de la cavité, la jonction tunnel doit être confinée latéralement pour pouvoir acheminer les porteurs provenant de contacts vers le cœur du milieu à gain. Deux approches ont été visées à cet égard et seront analysées plus en détail dans les sections suivantes: les jonctions tunnel gravées latéralement, et les jonctions tunnel confinées par implantation de protons (réf. Fig. 5).

Jonction tunnel structurée. La jonction tunnel est structurée par une gravure latérale qui forme un anneau d'injection de courant au centre d'une région à diode bloquée. La gravure permet ainsi de réaliser un saut d'indice effectif entre la partie cœur du laser et

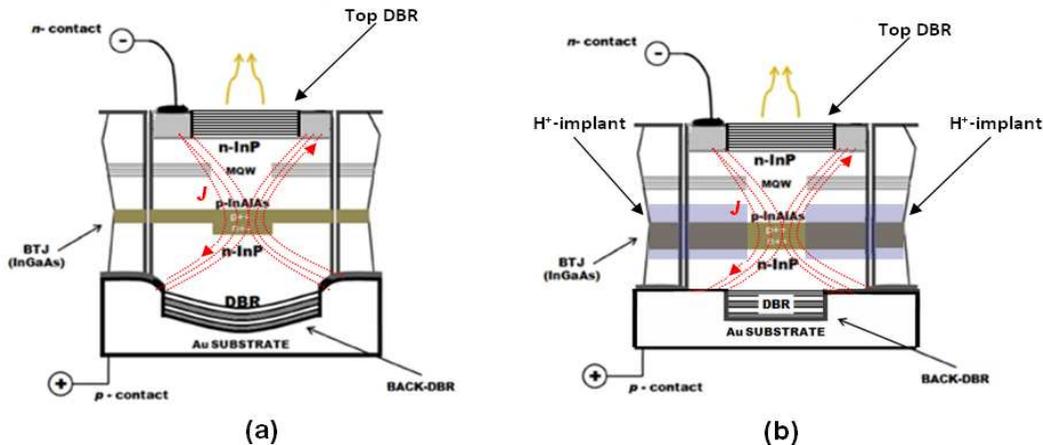


Figure 5—Mécanismes de confinement latéral des porteurs pour les jonctions tunnel. (a) La jonction est gravée latéralement pour créer une région à diode bloquée externe à l'anneau d'injection de courant, dont les lignes de courant sont marquées en rouge. (b) Une implantation des protons à haute énergie est utilisée pour créer une région à haute résistivité autour de l'anneau d'injection de courant. De cette manière, les porteurs doivent suivre un chemin « obligé » vers le milieu à gain.

la partie diode-bloquée, ce qui entraîne la possibilité d'un guidage (ou, également, un anti-guidage) par l'indice ayant pour effet un renforcement du confinement optique du mode [18]. Par souci d'exhaustivité, il faut rappeler que le guidage par l'indice donné par la jonction tunnel peut se transformer en un antiguidage, au cas où l'indice du matériau du côté n^{++} varie rapidement par rapport aux niveaux de dopage choisis. Par exemple, dans le cas des couches d'InGaAs dopés de type n -Si avec des concentrations de dopants $n_c=10^{19}$ - 10^{20} , la chute en indice peut être bien supérieure au 10-15% [19].

Un mécanisme secondaire, mais non moins efficace, de confinement optique dans les structures à jonction tunnel structurée, est aussi lié à la recroissance de la couche du contact inférieur en InP sur la partie gravée de la jonction [5], [7]. En effet, la géométrie non-planaire de la partie active du laser induit une courbure dans la croissance des couches de contacts et du miroir DBR inférieur, entraînant une focalisation du mode optique vers le milieu de la région active, et, donc, maximisant le couplage entre photons et porteurs, pour des émetteurs faible seuil. Par contre, ce mécanisme de confinement, n'est pas sélectif par rapport aux modes latéraux, et, par conséquent, n'offre pas de solution au compromis entre sélectivité modale, faible consommation et régime d'émission monomode.

Une variante à cette architecture est représentée par les jonctions tunnel gravées latéralement par voie chimique en laissant de l'air entre la couche de confinement p et le contact [20]. Ces structures sont appelées communément en anglais *air-post VCSELs* : le but est de créer un fort guidage par l'indice grâce à la présence de l'air laissé autour de l'anneau de la jonction tunnel nécessaire à l'injection de porteurs. Cette solution est sans doute beaucoup plus efficace du point de vue du guidage des modes optiques, toutefois la qualité de flancs de gravure reste assez critique en ce qui concerne notamment les pertes par recombinaison non radiative des porteurs sur la surface de gravure. De plus, une gravure si profonde entraîne des importantes pertes optiques par diffraction des modes sur les flancs de la jonction tunnel.

Jonction tunnel implantée. La jonction tunnel est bombardée par un faisceau de protons à haute énergie (typiquement, dans un intervalle compris entre 80 keV et 250 keV, mais des énergies de plusieurs centaines de keV sont aussi possibles). Le but est de créer une région à haute résistivité en dehors du cœur du laser, afin de permettre un « embouteillage » des porteurs vers le centre de la région active. De cette manière, les lignes de courant sont ramenées des contacts vers le centre de la structure où un couplage efficace entre le mode optique et le gain est ainsi rendu possible [21]-[24].

Il faut souligner qu'un débat est encore ouvert dans la communauté scientifique sur la nature du mécanisme de confinement des porteurs par la destruction locale des propriétés conductrices de la jonction. Le bombardement H^+ provoque la création de défauts dans les mailles cristallines des couches, entraînant une augmentation de la résistivité. Une deuxième vision considère aussi le bombardement des protons comme responsable d'une baisse dans le niveau de dopage type n des couches, résultant dans une baisse de conductivité.

En outre, étant donné le manque d'un saut d'indice effectif dans ces structures, le mode optique sera guidé surtout par le gain. Toutefois, le changement dans la densité de porteurs libres généré par la recombinaison au centre du milieu à gain ainsi que l'effet thermo-optique lié au réchauffement généré par le mode optique sont à la base d'un faible saut d'indice au centre de la structure ayant l'effet d'un guidage faible par l'indice. Notamment, dans le dernier cas, on parle de lentille thermique (ou, *thermal lensing*, en anglais), c'est-à-dire que le mode est focalisé par l'augmentation de l'indice effectif au centre de la structure généré par effet thermo-optique [25]-[27].

Evidemment, le lecteur aura certainement compris que l'exploitation d'un guidage par effet thermo-optique est beaucoup moins efficace en termes des performances ultimes du laser. En effet, à titre comparatif, tandis que le VCSEL avec jonction tunnel structurée sont caractérisés par des efficacités quantiques externes qui peuvent atteindre le 50%, pour le laser implantés on ne dépasse pas les 20%. En autres mots, pour la production de la même quantité de puissance optique de sortie, 30% de l'énergie disponible est perdue dans le deuxième cas.

L'avantage primaire de l'implantation reste donc lié surtout à la possibilité d'utiliser des moyens de production de composants à grande échelle et, par conséquent, de mettre en place une fabrication de composants à haute densité d'intégration et bas coût de production.

Un troisième schéma de confinement optique et sélection modale dans les structures basées sur InP consiste dans l'adoption des cristaux photoniques opérant en bande interdite (ou, en anglais, *photonic bandgap*) [28]-[32]. En bref, dans la majorité des réalisations, le miroir DBR supérieur est gravé en profondeur afin de réaliser un guide à cristal photonique coaxial au mesa du VCSEL comme illustré en Fig. 6. Même si les principes de fonctionnement des cristaux photoniques seront expliqués plus en détail dans le chapitre suivant, on peut anticiper que le mode optique du VCSEL subira un confinement latéral grâce à la présence d'une bande interdite photonique qui rend impossible la propagation de l'onde stationnaire dans le plan perpendiculaire à l'axe de

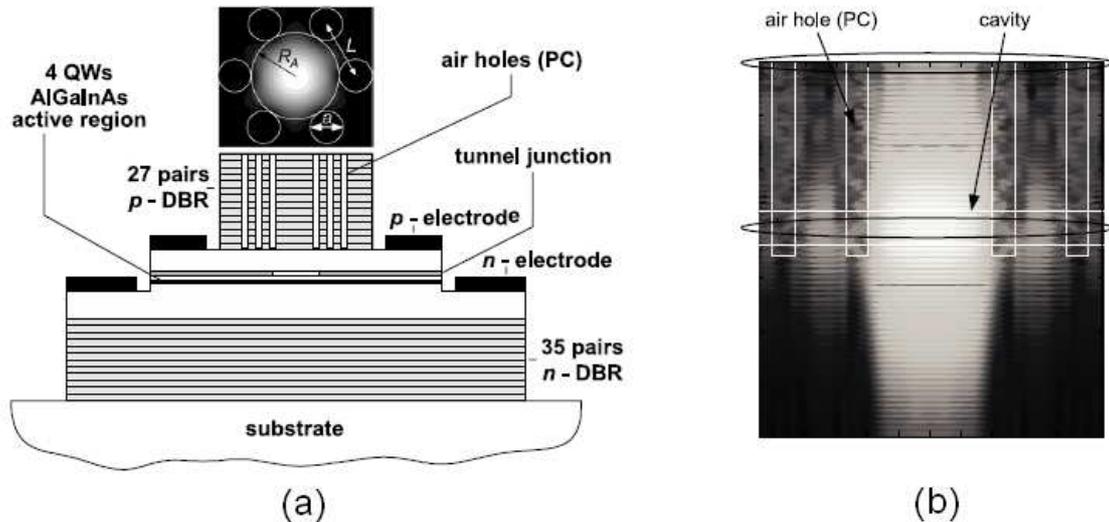


Figure 6—Mécanismes de confinement optique dans les VCSEL InGaAlAs/InP réalisé par la gravure (a) d'un cristal photonique opérant en bande interdite dans le miroir DBR supérieur. (b) Le mode optique fondamental est bien confiné au centre du guide VCSEL, mais, par contre, des fortes pertes diffractées sont générées aux interfaces entre le champ électromagnétique et les trous du cristal photonique.

propagation. En autre mots, il s'agit d'un schéma de couplage diffractif de la lumière, empêchant le mode de fuir latéralement dans le mesa.

En outre, le structure et la position du cristal photonique peuvent être adaptées pour viser un confinement modal sélectif agissant comme filtre spatial sur les modes latéraux d'ordre supérieur au mode fondamental [28], [30] et, donc, obtenir une cavité VCSEL avec une émission monomode sans devoir perdre en puissance optique. Toutefois, il faut quand même souligner que l'alignement lithographique ainsi que la qualité et la profondeur de la gravure du cristal photonique sont cruciaux pour un bon confinement du mode optique [32]. En effet, tout défaut ou désalignement du cristal par rapport au cœur du guide VCSEL ou à la géométrie du mode, entraîne une montée exponentielle des pertes diffractées au contour du cristal, rendant donc impossible pour la structure de laser. Le manque de robustesse et la criticité des procédés technologiques sont les raisons principales qu'expliquent l'abandon progressif de cette solution pour la fabrication de VCSELS monomode à large échelle.

Par contre, étant donné la symétrie circulaire des trous du cristal, une façon de contrôler la polarisation de l'émission consiste dans la définition lithographique des trous à géométrie elliptique [29], même si l'écart en seuil entre les deux états de polarisation résulte faible par rapport aux autres solutions technologiques couramment utilisées.

Le contrôle de la polarisation de l'émission dans un VCSEL constitue un sujet très important dans l'avancement vers la réalisation des systèmes optiques intégrés utilisant des micro-sources laser. Que ce soit pour des applications télécom, ou pour des capteurs, pouvoir contrôler les modes latéraux du VCSEL ne suffit pas. Étant donné la géométrie isotrope des mesas typiquement circulaires ou carrés dans les VCSELS, deux états de polarisations restent accessibles au mode transversal fondamental. Cela

peut entraîner des phénomènes de commutation de la longueur d'onde d'émission du laser (ou, en anglais, *polarisation switch*), qu'il faut absolument éviter afin de garantir une transmission de l'information que soit stable et fiable en même temps. En ce qui concerne les applications capteurs dans le domaine de la spectroscopie par absorption à base de diodes laser accordables (en anglais, *tunable diode laser absorption spectroscopy* ou TDLAS [7]), la raison pour laquelle il faut impérativement utiliser des sources qui soient stables en polarisation réside dans le fait que tout changement dans la fréquence d'émission entraîne une difficulté accrue dans l'estimation des lignes d'absorption des gaz ou des molécules recherchées, ce qui empêche l'identification et la quantification correcte des espèces chimiques présentes dans l'environnement.

La suite de ce paragraphe sera dédiée à une brève analyse qualitative des stratégies mises en place jusqu'à ce jour visant le contrôle de la polarisation dans la photonique VCSEL.

III. Contrôle de la polarisation dans les VCSELs

Nombreuses applications qui utilisent des VCSELs comme micro-sources lasers nécessitent une émission de la lumière que soit bien définie et stable en polarisation. En ligne générale, les VCSELs réels émettent de la lumière linéairement polarisée avec la tendance à s'aligner le long des certains axes cristallographiques, qui varient selon le système des matériaux et le substrat utilisés pour la croissance épitaxiale. Cette préférence d'alignement est relativement faible et montre des variations significatives lorsque le composant est sujet à des variations thermiques, à du stress mécanique, ou, encore, à des champs électriques et électromagnétiques localement intenses.

Pour ces raisons, toute une série de solutions technologiques visant l'exploitation d'effets physiques capables de rompre l'isotropie du système optique dans les VCSELs ont été développées pendant les derniers 20 ans afin de garantir le contrôle de la polarisation de l'émission.

Se limitant aux architectures les plus significatives, on peut citer dans l'ordre les techniques de contrôle de la polarisation suivantes : effets élasto- et électro-optique, cavité à géométrie et/ou injection anisotrope, gravure de reliefs elliptiques dans les miroirs, utilisation des réseaux superficiels (en anglais, *sub-wavelength surface gratings* ou SWGs). Toutes ces approches sont résumées ci-dessous et illustrées en figure 7.

Contrôle par effet élasto-optique. La polarisation du laser peut être contrôlée en appliquant un stress mécanique sur la structure (par exemple introduisant un réchauffement thermique) destiné à exploiter l'anisotropie du tenseur élasto-optique du matériau en question. De cette façon, une direction privilégiée pour l'orientation de la polarisation de l'émission peut être obtenue [33].

Contrôle par effet électro-optique. De la même façon, l'anisotropie dans le tenseur électro-optique peut être exploitée pour obtenir une orientation préférentielle de la polarisation [34]. Concernant la solution technologique adoptée, un troisième contact

est rajouté sur la diode laser afin de pouvoir appliquer une tension sur la structure en vue de créer un champ électrique dans les couches capable de générer une biréfringence optique. A cet égard, une publication de M. P. van Exter *et al.* [35] fournit une bonne description de la physique qui régit l'utilisation de l'effet électro-optique dans les lasers à émission par la surface.

Contrôle par géométrie et/ou injection asymétrique. Dans le cas des mesas ronds ou carrés les deux états de polarisation – c'est-à-dire polarisation quasi-TM ou quasi-TE – sont dégénérés en termes de seuil. En autre mots, les deux polarisations partagent la même valeur de densité de courant pour atteindre le seuil laser.

Une solution pour lever la dégénérescence consiste dans la définition par gravure des mesas avec géométries anisotropes ou elliptiques, ce qui entraîne une séparation faible, mais quand même appréciable, des valeurs de seuil correspondant aux deux polarisations [36], [37].

Alternativement, la dégénérescence est levée par la définition de contacts *ad hoc* permettant une injection asymétrique des porteurs [38]. De cette manière, les modes optiques sont amplifiés par un gain anisotrope, ce qui permet d'obtenir une séparation entre les valeurs du seuil des deux polarisations.

Contrôle par gravure de reliefs elliptiques ou asymétriques. Le DBR supérieur est gravé de façon asymétrique, afin de dégrader la réflectivité du miroir pour une des deux polarisations [39]. Dans ce cas, la gravure doit être accomplie de manière très précise, pour garantir en même temps la suppression de la polarisation concurrente et conserver presque inaltérée la valeur de seuil pour la polarisation préférentielle. Cela explique pourquoi cette solution technologique n'est pas très souvent utilisée dans les procédés de fabrication actuels, étant donnée la présence d'un compromis trop étroit entre faible consommation et suppression de la polarisation concurrente.

Contrôle par gravure des réseaux superficiels sur DBR. La gravure d'un réseau avec période à l'échelle ou, voir plus petit, de la longueur d'onde d'émission du laser représente la première véritable avancée technologique vers un contrôle stable et fiable de la polarisation dans les VCSELS. En effet, la gravure d'un réseau superficiel à la sortie d'un DBR multicouche peut être vue comme l'ajout d'une couche terminale caractérisée par un indice effectif qui dépend de l'orientation de la polarisation (phénomène de la biréfringence). Introduit originairement par Gustavsson [40], le réseau permet de supprimer la polarisation concurrente sans dégrader le seuil de la polarisation préférentielle [41]. Toutefois, il faut souligner à quel point les performances d'une telle solution soient liées à la qualité et à la précision dans la gravure du réseau. En plus, le rapport de suppression entre les polarisations (en anglais, *polarization mode suppression ratio*, ou, PMSR) reste généralement faible [réf. Fig. 7(f), droite] et se trouve être trop dépendant de la gravure et de la définition lithographique, ce qui impose l'utilisation de la lithographie à faisceau d'électrons, un outil de fabrication pas compatible avec la production des composants à large échelle.

Tout le chemin parcouru vers une véritable sélection de la polarisation dans les lasers à émission verticale trouve son débouché naturel et logique dans l'utilisation des

réseaux à fort contraste d'indice, ou, plus généralement, des cristaux photoniques. Sujet du prochain chapitre, ces architectures photoniques ne sont pas juste capables de fournir un contrôle strict sur la polarisation de la lumière, mais peuvent être aussi utilisées comme de nouveaux miroirs caractérisés par une compacité ultime, ainsi que par une efficacité des mécanismes de la réflexion et du contrôle modal considérablement améliorés par rapport aux possibilités offertes par les DBRs classiques employés de manière exclusive jusqu'à ce jour dans la photonique VCSEL.

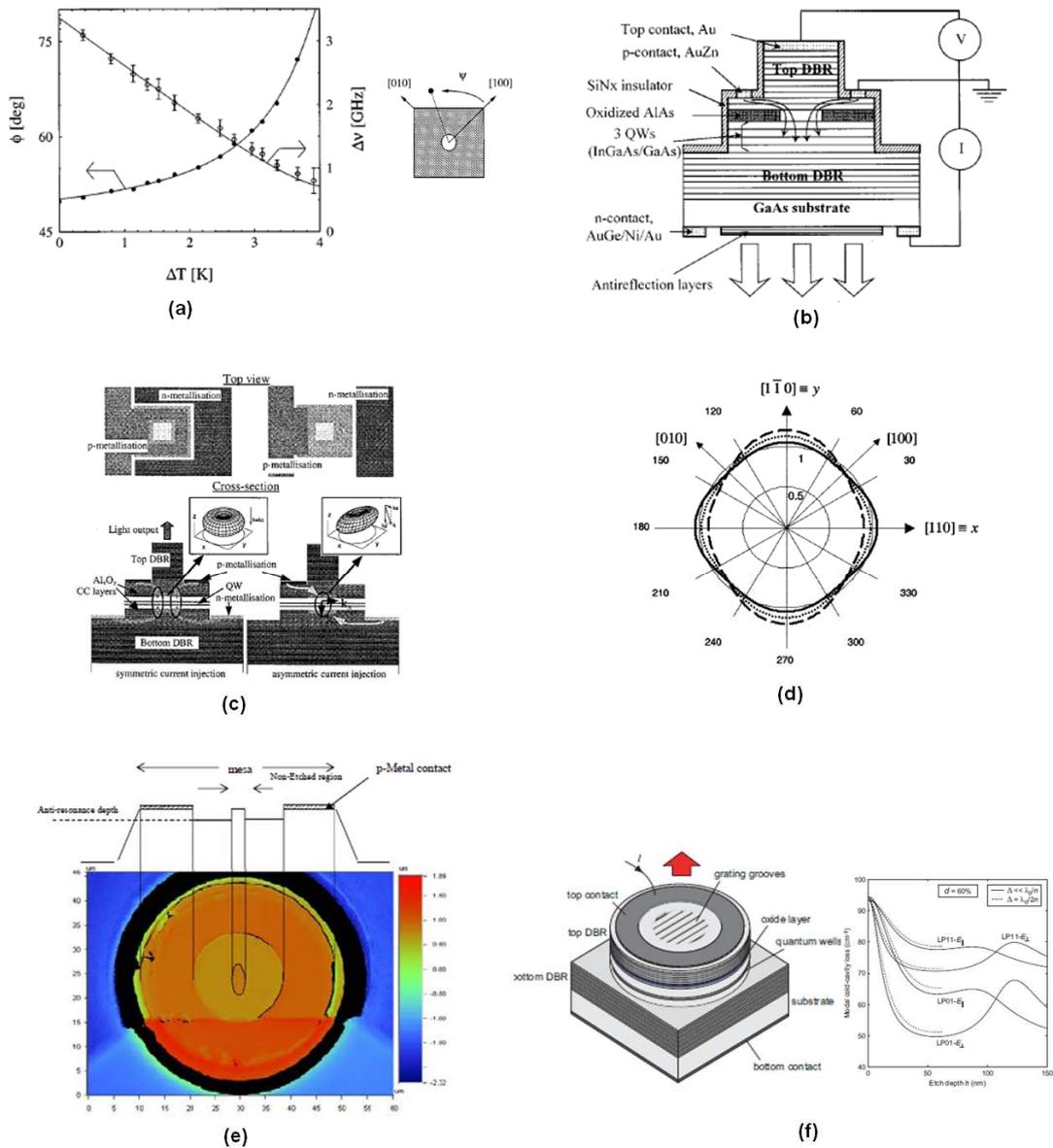


Figure 7—Evolution des stratégies pour le contrôle de la polarisation dans les VCSELs. (a) Le contrôle par effet élasto-optique est obtenu exploitant l'anisotropie du tenseur élasto-optique du matériau en question. (b) Par effet électro-optique en appliquant un champ électrique extérieur. (c) Contrôle par injection des porteurs asymétrique (ou, gain asymétrique). (d) Contrôle par gravure asymétrique du mesa. (e) Contrôle par gravure superficielle d'un relief elliptique à la sortie du DBR supérieur. (f) Contrôle obtenu par gravure d'un réseau superficiel à la sortie d'un DBR classique multicouche.

Références

- [1] K. Iga, F. Koyama, and S. Kinoshita, "Surface emitting semiconductor laser," *IEEE J. Quant. Electron.*, vol. 24, pp. 1845–1855, Sept. 1988.
- [2] K. Iga, "Surface-emitting laser – Its birth and generation of new optoelectronics field," *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.*, vol. 6, no. 6, pp. 1201-1215, Nov/Dec. 2000.
- [3] H. Soda, K. Iga, C. Kitahara, and Y. Suematsu, "GaInAsP/InP surface emitting injection lasers," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 18, pp. 2329-2330, Dec. 1979.
- [4] W. Hofmann, P. Moser, P. Wolf, A. Mutig, M. Kroh, and D. Bimberg, "44 Gb/s VCSEL for optical interconnects," *Optical Fiber Communication Conference and Exposition (OFC/NFOEC), 2011 and the National Fiber Optic Engineers Conference*, pp. 1-3, Mar. 2011.
- [5] P. Debernardi, B. Kogel, K. Zogal, P. Meissner, M. Maute, M. Ortsiefer, G. Bohm, and M.-C. Amann, "Modal properties of long-wavelength tunable MEMS-VCSELs with curved mirrors: comparison of experiment and modeling," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 44, pp.391-399, 2008.
- [6] C. Gierl, T. Gruendl, P. Debernardi, K. Zogal, C. Grasse, H. A. Davani, G. Böhm, S. Jatta, F. Küppers, P. Meißner, and M.-C. Amann, "Surface micromachined tunable 1.55 μm -VCSEL with 102 nm continuous single-mode tuning," *Opt. Exp.*, vol. 19, pp. 17336-17343, 2011.
- [7] B. Kögel, M. Maute, H. Halbritter, F. Riemenschneider, G. Böhm, M.-C. Amann, and P. Meissner, "Long-wavelength MEMS tunable vertical-cavity surface-emitting lasers with high sidemode suppression," *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol. 8, S370-S376, 2006.
- [8] G. R. Hadley, "Effective index model for vertical-cavity surface-emitting lasers," *Opt. Lett.*, vol. 20, pp. 1483-1485, 1995.
- [9] C. Degen, I. Fischer, and W. Elsässer, "Transverse modes in oxide confined VCSELs: influence of pump profile, spatial hole burning, and thermal effects," *Opt. Exp.*, pp. 38-47, vol. 5, no. 36, 1999.
- [10] M. Grabherr, R. Jager, R. Michalzik, B. Weigl, G. Reiner, and K. Ebeling, "Efficient single-mode oxide-confined GaAs VCSEL's emitting in the 850-nm wavelength regime," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, pp. 1304-1306, 1997.
- [11] H. Riechert, A. Ramakrishnan, and G. Steinle, "Development of InGaAsN-based 1.3 μm VCSELs," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 17, pp. 892-897, July 2002.
- [12] G. Knowles et al., "Investigation of 1.3- μm GaInNAs VCSELs using temperature, high-pressure, and modeling techniques," *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.*, vol. 9, no. 5, pp. 1202-1208, Sep/Oct 2008.
- [13] P. Bienstman, R. Baets, J. Vukusic, A. Larsson, M. J. Noble, M. Brunner, K. Gulden, P. Debernardi, L. Fratta, G. P. Bava, H. Wenzel, B. Klein, O. Conradi, R. Pregla, S. A. Riyopoulos, J.-F. P. Seurin, and S. L. Chuang, "Comparison of optical VCSEL models on the simulation of oxide-confined devices," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 37, pp. 1618-1631, 2001.
- [14] B. Thibeault, E. Hegblom, P. Floyd, R. Naone, Y. Akulova, and L. Coldren, "Reduced optical scattering loss in vertical-cavity lasers using a thin (300 Å) oxide aperture," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, pp. 593-595, 1997.
- [15] H. Martinsson, J. Vukusic, M. Grabherr, R. Michalzik, R. Jager, K. Ebeling, and A. Larsson, "Transverse mode selection in large-area oxide-confined vertical-cavity surface-emitting lasers using a shallow surface relief," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, pp. 1536-1538, 1999.
- [16] T. H. Oh, M. R. McDaniel, D. L. Huffaker, and D. G. Deppe, "Cavity-induced antiguiding in a selectively oxidized vertical-cavity surface-emitting laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no. 1, pp. 12-14, 1998.
- [17] C. Starck, F. Gaborit, A. Plais, N. Bouche, E. Derouin, J.C. Remy, J. Bonnet-Gamard, L. Goldstein, C. Fortin, D. Carpentier, P. Salet, F. Brillouet, J. Jacquet, "Metamorphic DBR and tunnel-junction injection.

- A CW RT monolithic long-wavelength VCSEL," *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.*, vol. 5, no. 3, pp. 520-529, May/June 1999.
- [18] C. Lauer, M. Ortsiefer, R. Shau, J. Roskopf, G. Böhm, R. Meyer, and M.-C. Amann, "InP-based long-wavelength vertical-cavity surface-emitting lasers with buried tunnel junction," *Phys. Stat. Sol.*, vol. 1, pp. 2183-2209, 2004.
- [19] S.-I. Gozu, T. Mozume, and H. Ishikawa, "Refractive index of Si-doped n-InGaAs," *J. Appl. Phys.*, vol. 104, pp. 073507-3, Oct. 2004.
- [20] C.-K. Lin, et al., "High temperature continuous-wave operation of 1.3- and 1.55- μm VCSELs with InP/Air-Gap DBRs," *IEEE J. of Sel. Top. Quant. Electron.*, vol. 9, no. 5, Sep/Oct. 2003.
- [21] J. Boucart et al., "1-mW CW-RT monolithic VCSEL at 1.55 μm ," *IEEE Phot. Technol. Lett.*, vol. 11, no. 6, pp. 629-631, Jun. 1999.
- [22] J. Boucart et al., "1 mW CW RT 1.55 μm VCSEL: thermal and electrical characteristics of GaAs/AlAs metamorphic mirrors," *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, Paper CThO1, pp. 454-455, Baltimore (USA), May 1999.
- [23] J. Boucart et al., "Implantation optimization for 1.55 μm VCSEL," *11th Intl. Conf. on Indium Phosphide and Related Mat., IPRM '99*, Paper MoPO5, pp. 87-90, Davos, (Switzerland), May 1999.
- [24] J. Boucart et al., "Metamorphic DBR and tunnel-junction injection: a CW RT monolithic long-wavelength VCSEL," *IEEE J. of Sel. Top. Quant. Electron.*, vol. 5, no. 3, May/June 1999.
- [25] G. Ghosh "Temperature dispersion of refractive indices in semiconductors," *J. Appl. Phys.*, vol. 79, no. 12, pp. 9388-9389, Jun. 1996.
- [26] G. Ghosh, "Model for the thermo-optic coefficient of some standard optical glasses," *J. of Non-Cryst. Sol.*, vol. 189, pp. 191-195, Feb. 1995.
- [27] G. Ghosh, "Thermo-optic coefficients of LiNbO₃, LiO₃, and LiTaO₃ nonlinear crystals," *Opt. Lett.*, vol. 19, no. 18, pp. 1391-1393, Sep. 1995.
- [28] D. S. Song, S. H. Kim, H. G. Park, C. K. Kim, and Y. H. Lee, "Single-fundamental-mode photonic crystal vertical-cavity surface-emitting lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 80, no. 21, pp. 3901-3903, May 2002.
- [29] D. S. Song, Y. J. Lee, H. W. Choi, and Y. H. Lee, "Polarization-controlled, single-transverse-mode, photonic crystal, vertical-cavity surface-emitting lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, no. 19, pp. 3182-3184, May 2003.
- [30] T. Czynszowski, M. Dems, and K. Panajotov, "Single mode condition and modes discrimination in photonic-crystal 1.3 μm AlInGaAs/InP VCSEL," *Opt. Exp.*, vol. 15, pp. 5604-5609, 2007.
- [31] M. S. Alias, and S. Shaari, "Loss analysis of high order modes in photonic crystal vertical-cavity surface-emitting lasers," *J. of Lightw. Technol.*, vol. 28, no. 10, pp. 1556-1563, May 15, 2010.
- [32] T. Czynszowski, M. Dems, and K. Panajotov, "Impact of the hole depth on the modal behaviour of long wavelength photonic crystal VCSELs," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 40, pp. 2732-2735, 2007.
- [33] A. K. Jansen van Doorn, M. P. van Exter, and J. P. Woerdman, "Elasto-optic anisotropy and polarization orientation of vertical-cavity surface-emitting semiconductor lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, pp. 1041-1043, 1996.
- [34] M. S. Park, B. T. Ahn, B. S. Yoo, H. Y. Chu, H. H. Park, and C. J. Chang-Hasnain, "Polarization control of vertical-cavity surface-emitting lasers by electro-optic birefringence," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, pp. 813-815, 2000.
- [35] M. P. van Exter, A. K. Jansen van Doorn, and J. P. Woerdman, "Electro-optic effect and birefringence in semiconductor vertical-cavity lasers," *Phys. Rev. A*, vol. 56, pp. 845-853, 1997.

- [36] K. D. Choquette, and R. E. Leibenguth, "Control of vertical-cavity laser polarization with anisotropic transverse cavity geometries," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, pp. 40-42, 1994.
- [37] P. Debernardi, G. P. Bava, C. Degen, I. Fischer, and W. Elsässer, "Influence of anisotropies on transverse modes in oxide-confined VCSELs," *IEEE J. of Quant. Electron.*, vol. 38, no. 1, pp. 73-84, Jan. 2002.
- [38] G. Verschaffelt, W. van der Vleuten, M. Creusen, E. Smalbrugge, T. G. van de Roer, F. Karouta, R. C. Strijbos, J. Danckaert, I. Veretennicoff, B. Ryvkin, H. Thienpont, and G. A. Acket., "Polarization stabilization in vertical-cavity surface-emitting lasers through asymmetric current injection," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, pp. 945-948, 2000.
- [39] M. Camarena, G. Verschaffelt, M.-C. Moreno, L. Desmet, H. J. Unold, R. Michalzik, H. Thienpont, J. Danckaert, I. Veretennicoff, and K. Panajotov, "Polarization behavior and mode structure of elliptical surface relief VCSELs," *IEEE/LEOS Proc. Symp.*, pp. 103-105, 2002.
- [40] J. Gustavsson, Å. Haglund, J. Vukušić, J. Bengtsson, P. Jedrasik, and A. Larsson, "Efficient and individually controllable mechanisms for mode and polarization selection in VCSELs, based on a common, localized, sub-wavelength surface grating," *Opt. Exp.*, vol. 13, pp. 6626-6634, 2005.
- [41] P. Debernardi, J. M. Ostermann, M. Feneberg, C. Jalics, and R. Michalzik, "Reliable polarization control of VCSELs through monolithically integrated surface gratings: a comparative theoretical and experimental study," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 11, no. 1, pp. 107-116, 2005.

-Chapitre III-

VCSELs et cristaux photoniques

I. Cristaux photoniques pour le contrôle de la lumière	57
II. Cristaux photoniques membrinaires et modes de Bloch lents	59
III. Photonique 2.5-D : vers le control omnidirectionnel des photons	62
IV. Du miroir de Bragg aux réflecteurs à CP 1-D large-bande	66
IV.A - Couplage (confinement) optique vertical des miroirs à CP 1-D.....	67
IV.B - Confinement optique transversal et cinétique du transport de la lumière dans les miroirs à CP 1-D.....	73
V. VCSELs à double cristal photonique et modes optiques hybrides	75
V.A- Les hétérostructures photoniques : vers le contrôle ultime de la lumière dans les cavités VCSELs à double miroir CP 1-D.....	80
VI. Guidage optique sur puce par reseaux aux microguides silicium	90
VI.A- Architecture du coupleur 2.5-D	91
VI.B- Autres schémas de couplage	95
VI.C- Modulation	96
VI.D- Conclusions	97
Références.....	98

I. Cristaux photoniques pour le contrôle de la lumière

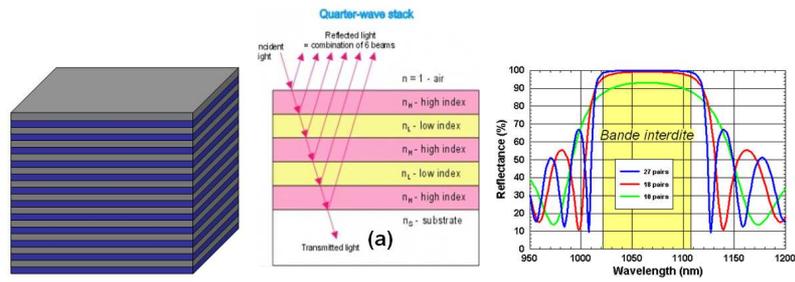
Pouvoir contrôler la trajectoire spatio-temporelle d'un faisceau lumineux à l'échelle de la longueur d'onde a représenté un rêve pour une partie considérable de l'histoire du développement scientifique dans le domaine de l'optique.

Les études préliminaires sur l'interaction entre les photons et des structures périodiques capables de modifier localement le comportement de la lumière - remontant au XVII^e siècle - ont été faites par le mathématicien et physicien écossais James Gregory, en observant la diffraction d'un rayon de soleil passant par une plume d'oiseau [1]. En suite, les travaux de Wood en 1902 [2], ainsi que la successive mise en forme théorique faite par Rayleigh des phénomènes de diffraction de la lumière par des structures périodiques [3] ont permis une compréhension petit à petit plus efficace et complète. En 1965, Hessel, Onliner [4], et Rayleigh introduisent le concept clef des résonances modales guidées (en anglais, *guided-mode résonances* ou *GMRs*) dans des réseaux périodiques diélectriques. Selon cette interprétation les photons interagissant avec la structure périodique du réseau sont soumis à des *régimes modaux successifs*. En détail, tandis que la lumière est rayonnée pendant la propagation dans l'espace libre, les photons se propagent dans la structure en se couplant, par des résonances caractéristiques, avec des modes guidés qui sont évanescents en dehors du réseau. Le temps de vie des ces résonances guidées dépend essentiellement de l'architecture de la structure périodique à une longueur d'onde donnée.

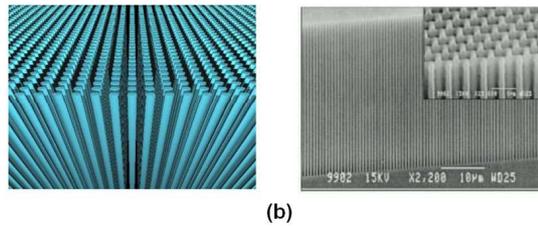
On peut donc penser, que la lumière peut être soumise à des *régimes de transport* différents pendant l'interaction avec des structures périodiques caractérisées par une modulation de la constante diélectrique d'une période que soit comparable, ou voir inférieure, à la longueur d'onde du faisceau lumineux. Le lecteur aura certainement compris comment la terminologie du transport s'installe dans une dimension de choses qui est très proche de la vision typique de la physique des solides cristallins, des semi-conducteurs et de leur structure de bande. En effet, un parallèle presque immédiat peut être établi entre la physique de l'état solide et des cristaux d'un côté et l'optique des structures périodiques de l'autre, un parallèle qui débouche en 1987 dans l'expression *cristaux photoniques* forgée par Eli Yablonovitch suite à un article apparu dans la revue américaine *Physical Review Letter* [5].

L'intuition est donc liée à la possibilité d'orienter et de manipuler les propriétés de *transport des photons* par des architectures périodiques à l'échelle de la longueur d'onde, exactement comme le *transport des électrons* dans les cristaux est interprété sur la base de la théorie des bandes dans la physique de l'état solide et, plus en particulier, dans les semi-conducteurs. Pour cette raison, la simple juxtaposition d'un nom et d'un adjectif nous permet de parler des *cristaux* – structures périodiques – *photoniques* – c'est-à-dire, pour le contrôle spatio-temporel des photons.

Distributed Bragg reflector (DBR)
Cristaux photoniques 1-D

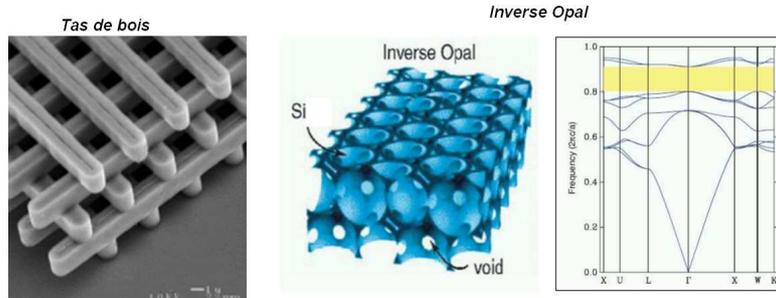


Cristaux photoniques 2-D



(b)

Cristaux photoniques 3-D



(c)

Figure 1-Différentes architectures dimensionnelles des cristaux photoniques. (a) Un miroir de Bragg à $\lambda/4$, exemple de cristal photonique 1-D, est schématisée avec une illustration de l'approche interférentielle (centre) utilisée pour expliquer la réflectivité de l'empilement. La bande interdite pour incidence normale à la surface est également montrée en jaune (droite). (b) Idéalisation (gauche) et réalisation (droite) des cristaux photoniques 2-D en silicium gravé et défini par lithographie UV. (c) Exemple des cristaux photoniques 3-D en silicium : structure à tas de bois (gauche) et de l'opale inversée (centre) avec sa bande interdite photonique omnidirectionnelle indiquée en jaune (droite). À noter, la complexité élevée des géométries requises pour le contrôle 3-D de la lumière.

Le présent chapitre a été conçu pour fournir une introduction concise à la thématique de cristaux photoniques, qui représente une spécialité du laboratoire de provenance du candidat. Toutefois, le lecteur qui souhaite approfondir en détail l'histoire, la physique, la classification, ainsi que la modélisation selon la théorie des modes couplés des cristaux photoniques, peut faire référence aux travaux de thèse déroulés au laboratoire pendant les années précédentes [6]-[8].

La modulation périodique de la constante diélectrique nécessaire au confinement spatio-temporel de la lumière est la caractéristique fondamentale des cristaux photoniques.

Un premier exemple est représenté par le miroir de Bragg : en effet un réflecteur de Bragg n'est rien d'autre qu'une modulation périodique 1-D de la constante diélectrique. Communément interprétée par la théorie des interférences constructives et destructives des ondes réfléchies et transmises aux interfaces successives entre les couches de l'empilement, la bande interdite (*stopband* en anglais) du miroir de Bragg classique à $\lambda/4$ peut être aussi expliquée par un modèle des bandes qui considère le couplage entre les modes propagatifs et contra-propagatifs selon la direction normale aux interfaces des couches. Le long de certains directions ou, également, en correspondance de certains points de symétrie du cristal, ce couplage détermine l'ouverture des *bandes interdites photoniques*, c'est-à-dire, des intervalles en fréquences où il n'y a pas d'états photoniques accessibles à la lumière, résultant donc dans l'interdiction faite aux photons de se propager dans le milieu périodique dans ces intervalles de fréquences. Ce concept – qui peut être étendu aussi aux autres classes des cristaux photoniques – est à la base du schéma de couplage diffractif de la lumière qui permet le contrôle des photons à l'échelle de la longueur d'onde dans ces architectures photoniques.

De la même façon, on peut rajouter une deuxième dimension à la modulation périodique du moyen optique visant un contrôle bidimensionnel de la lumière : une vue d'artiste et une réalisation de cristaux photoniques bidimensionnels est illustré en Fig. 1(b).

En conclusion, représentant la solution ultime au contrôle des photons, les cristaux photoniques tridimensionnels prévoient l'utilisation de complexes méthodes de fabrication afin de réaliser une modulation 3-D de la constante diélectrique, rendant enfin possible des bandes interdites photoniques *omnidirectionnelles* [réf. Fig. 1(c)].

II. Cristaux photoniques membranaires et modes de Bloch lents

En effet, le schéma de confinement de la lumière présenté jusqu'ici s'appuie sur le principe du couplage diffractif en bande interdite pour aboutir au contrôle spatio-temporel des photons. Toutefois, un contrôle omnidirectionnel peut résulter très difficile à être réalisé par des architectures 3-D, difficulté intrinsèquement liée aux complexes technologies de fabrication nécessaires. En outre, comme déjà vu dans le chapitre précédent, les approches de confinement quasi-3D obtenu par la gravure d'un cristal photonique 2-D dans un miroir de Bragg (CP 1-D) soulèvent des problématiques en phase de fabrication ainsi que de conception des dispositifs, car :

1. il faut assurer un bon alignement entre le mode optique et la microcavité à CP ;
2. il faut toujours chercher un compromis entre la sélection modale du dispositif et la minimisation des pertes optiques diffractées souffertes par les modes optiques à cause des trous gravés dans le miroir de Bragg supérieur.

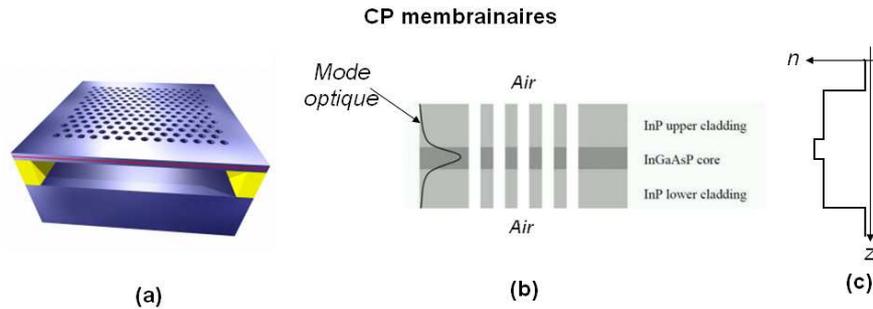


Figure 2-Architecture et schéma conceptuel des cristaux photoniques membranaires. (a) Schématisation d'un cristal photonique à maille triangulaire 2-D membranaire InP/InGaAsP suspendu en air. (b) Propagation et confinement réfractif longitudinale du mode optique dans le cœur du CP 2-D. (c) Fort contraste d'indice caractéristique des architectures membranaires obtenues par gravure sacrificielle d'une couche de semi-conducteur

Parallèlement au concept de bande interdite, une deuxième approche de confinement des photons résulte possible par l'utilisation des cristaux photoniques à *architecture membranaire* capables aussi de fournir un ralentissement de la lumière, et donc de piéger les photons dans un système à taille réduite.

Tout d'abord, l'avancée des technologies de gravure permet en fait de concevoir la fabrication des cristaux photoniques sur des couches minces à semi-conducteur ($n \gg 1$) qui présentent un haut contraste d'indice par rapport au milieu optique extérieur au cristal, typiquement, de l'air ($n=1$). De cette façon, on peut concevoir une combinaison entre le confinement optique diffractif intrinsèque à la structure du cristal et le guidage réfractif donné par le saut d'indice entre la couche mince à semi-conducteur et l'environnement optique extérieur (réf. Fig. 2). Ce double schéma de confinement optique *réfractif-diffractif* privilège une réduction de la taille du système, rendant donc possible une miniaturisation ultérieure des composants visés.

Deuxièmement, en analogie stricte avec la théorie des bandes des semi-conducteurs, on peut envisager la possibilité d'introduire un contrôle spatio-temporel de la lumière en considérant les photons se propageant dans le cristal sur des états photoniques situés au voisinage des extrêmes des bandes de dispersion. En correspondance des directions de symétrie de la structure, ces points sont caractérisés les courbures des bandes de dispersion sont très faibles et, donc, caractérisés par une faible vitesse de groupe sur un intervalle élargi du vecteur d'onde de la radiation électromagnétique incidente (v_g)³. En autres mots, en exploitant la faible courbure de bande associée, il est possible de mettre les photons en un régime de *transport ralenti*, et donc, de pouvoir exercer un control spatio-temporel sur la leur propagation. En couplant la lumière rayonnée à des *modes guidés lents* à faible vitesse de groupe soutenus par le cristal photonique est donc possible de mettre en place un schéma alternatif de confinement optique efficace.

Ces modes guidés lents prennent le nom de *modes de Bloch lents*, du nom du physicien suisse Felix Bloch que, le premier, a décrit formellement le comportement d'un électron soumis aux effets quantiques liés à la présence d'un potentiel périodique,

³ $v_g = \partial\omega/\partial k$

Slow Bloch modes

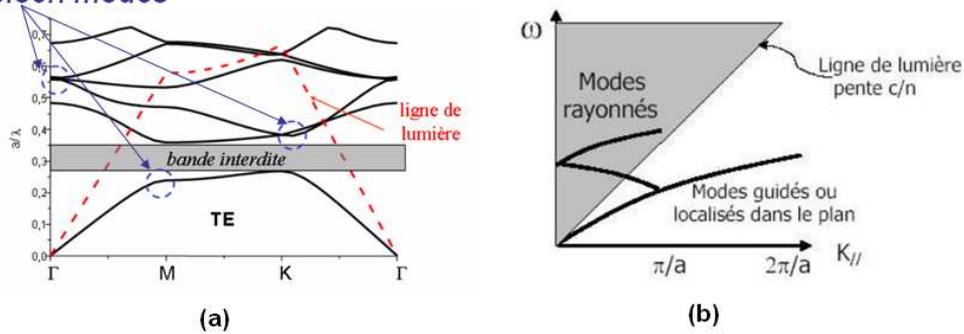


Figure 3-Utilisation des modes de Bloch lents pour le confinement optique diffractif de la lumière dans les CP membranaires. (a) Diagramme à bande d'un CP 2-D membranaire InP/air à maille triangulaire. Marqués par des cercles bleus les modes de Bloch lents autour des points d'haute symétrie de la structure et caractérisés par des faibles courbures des bandes associées qui peuvent être exploitées pour le ralentissement des photons et, donc, pour confiner la lumière dans ces architectures. En rouge, la ligne du cône de la lumière. (b) La ligne du cône de la lumière marquant une séparation entre les régimes modaux guidés (situés sous cette ligne) et rayonnés (situés au-dessus du cône).

comme le potentiel ionique dans le réseau cristallin d'un semiconducteur. De la même façon, et en analogie avec l'électron dans un cristal, un photon qui se propage dans un cristal photonique ressent de la présence d'une constante diélectrique modulée ; des états photoniques à masse effective⁴ très grande peuvent être donc exploités pour aboutir à un ralentissement de l'onde électromagnétique. Ce principe de confinement optique offert par des cristaux photoniques opérant en bord de bande est illustré en Fig. 3 et représente un des éléments conceptuels clefs de l'architecture de ce travail de doctorat ainsi que du schéma de fonctionnement des dispositifs optoélectroniques développés.

L'exploitation des modes de Bloch lents dans les cristaux photoniques fournit une solution qui est à la fois élégante d'un point de vue conceptuel et théorique, ainsi que robuste du point de vue de procédés technologiques nécessaires à la fabrication des dispositifs opérant selon un tel principe de confinement optique.

En fait, en supposant un bon contrôle sur la technologie de gravure, ce schéma mis en œuvre dans les cristaux photoniques membranaires opérant en bord de bande permet de soumettre les photons à un régime de transport ralenti et de les stocker dans des architectures de taille réduite, sans entraîner les pertes optiques diffractées dans la 3^{ème} direction typique des cristaux opérant en bande interdite. Le ralentissement de la lumière permet donc d'introduire une dichotomie intrinsèque entre la véritable taille du cristal photonique et le mécanisme de confinement optique.

En autres mots, la lumière peut être confinée *doucement* sans utiliser des barrières diffractives physiques qu'entrave sa propagation (comme, par exemple dans le cas des

⁴ Selon la physique de l'état solide, on rappelle ici la relation qui lie la masse effective m^* d'un porteur ou d'un photon situé sur la n -ème bande de dispersion comme $1/m^* = \partial^2 \omega_n / \partial k^2$. Donc si la courbure de bande d'intérêt tend idéalement vers zéro, la masse efficace du photon (où électron) diverge.

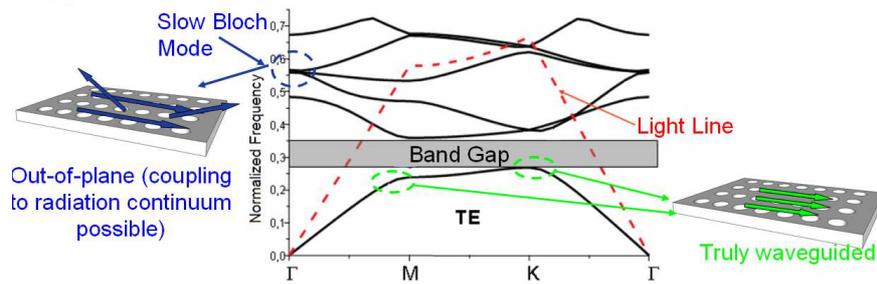


Figure 4-Modes de Bloch lents sous (en bleu) et au-dessus de la ligne de la lumière (en vert). Tandis que les modes à l'intérieur du cône de la lumière sont confinés dans la membrane et caractérisés par un transport presque purement bidimensionnel dans le plan de la membrane, les modes au-dessus du cône ont la possibilité de se coupler au continuum des modes rayonnés accessibles en dehors de la membrane, et peuvent donc être exploités pour accomplir et maîtriser un confinement optique quasi-3D des photons à l'échelle de la longueur d'onde.

cristaux photoniques bidimensionnels avec un défaut pour la mise en cavité des photons). Cela permet de conférer aux cristaux fonctionnant selon le principe des modes de Bloch lents un niveau de flexibilité et de versatilité sans doute plus élevé par rapport aux CPs membranaires opérant en bande interdite, résultant dans plusieurs avantages, notamment :

- un mécanisme de confinement plus efficace ;
- mineure criticité vis-à-vis du contrainte sur les pertes par diffraction subies par les modes optiques,
- une solution technologiquement moins difficile à réaliser.

Suivant cette approche, il en résulte que la conception des dispositifs de taille limitée, à faible consommation, et caractérisés par des performances ultimes est donc envisageable.

III. Photonique 2.5-D : vers le control omnidirectionnel de photons

Mais les capacités de manipulation de la lumière offertes par les cristaux photoniques réalisés sur couches minces ne s'arrêtent pas au simple ralentissement des photons couplés dans des modes de Bloch lents guidés par le confinement réfractif offert par l'architecture membranaire.

Dans le premier chapitre (pp. 28) on a présenté l'exemple d'un micro-laser intégrable sur silicium où un cristal photonique membranaire opérant en bord de bande est utilisé à la fois comme mécanisme de confinement et amplification optique, rendant possible de parvenir au seuil et donc atteindre le régime d'opération laser. Dans ce genre de

structures les modes de Bloch lents sont situés à l'intérieur du *cône de la lumière*. C'est-à-dire que les photons accèdent aux états photoniques des modes lents discrets qui se propagent dans le plan du cristal photonique membranaire et qui sont évanescent en dehors de ce plan, dans un régime de transport presque complètement bidimensionnel.

Au contraire, les modes de Bloch lents *au-dessus du cône de la lumière* représentent tout l'ensemble des états photoniques correspondant à des modes lents qui sont à la fois guidés dans le plan de la membrane à CP, et capables de se coupler avec des modes rayonnés. Ainsi, on peut voir les modes de Bloch au-dessus du cône de la lumière comme des modes qui bien que confinés dans leur propagation dans l'espace bidimensionnel de la membrane à CP, peuvent être mis en communication avec le monde extérieur par la troisième dimension restante, c'est-à dire, le continuum des modes rayonnées. De cette manière, les cristaux photoniques membranaires opérant dans un régime de transport ralenti de la lumière obtenu par l'excitation des modes de Bloch lents au-dessus du cône la lumière offrent la possibilité de manipuler l'interaction entre les photons guidés dans le cristal et rayonnés vers l'espace libre, conférant une dimensionnalité ultérieure à ces architectures adressables par la surface. Il en résulte que ce mécanisme peut être exploité pour mettre en œuvre un couplage contrôlé de la lumière vers/du cristal photonique, combinant le confinement optique de la lumière ralentie piégée dans la structure membranaire de taille réduite avec un fonctionnalité de redirection des photons vers l'espace libre, ce qui donne à cette architecture exactement les propriétés recherchées pour une brique de base photonique compacte à haute efficacité ouverte à toute une série d'applications, comme, par exemple, des miroirs, des filtres accordables, des absorbeurs saturables, ou encore, des cellules photovoltaïques. Les concepts concernant les modes de Bloch lents à l'intérieur et au-dessus du cône de la lumière sont schématisés en Fig. 4

Ce principe de piégeage de la lumière par des CPs membranaires a été appelé *λ -Photonique 2.5-D* afin d'indiquer un confinement optique quasi tridimensionnel à l'échelle de la longueur d'onde obtenu en maîtrisant l'ouverture vers la troisième dimension de l'espace du confinement diffractif ayant lieu dans une architecture bidimensionnel [9]. L'avantage de la photonique 2.5-D réside dans la possibilité d'un contrôle fin et presque omnidirectionnel de la lumière sans avoir recours aux structures complexes des cristaux 3-D, nécessitant d'un niveau technologique qui dépasse les capacités des outils de fabrication communs à disposition. En conclusion, théoriquement élégante, robuste, et simple technologiquement, l'exploitation des modes des Bloch lents adressables par la surface des cristaux photoniques membranaires offre une voie alternative pour mettre en œuvre un contrôle spatio-temporel quasi-3D du comportement des photons.

Compte tenu des contraintes d'espace typiques d'un manuscrit qui se veut être simple et efficace à la fois, on ne traitera pas l'ensemble de la physique des cristaux photoniques membranaires, ni d'avantage tous les domaines applicatifs visés par ce genre de composants optiques.

Par contre, le sujet du présent chapitre, ainsi que de tout le travail de thèse, concerne l'intégration de cette brique de base dans des lasers à émission par la surface – dites VCSELS – visant l'intégration hétérogène des composants optoélectroniques sur

silicium micro-nano-structuré. Dans ce cas spécifique, la micro-nano-structuration du silicium se réfère à la modulation de la constante diélectrique de cristaux photoniques membranaires monodimensionnels réalisés en silicium et inclus dans une matrice de silice, afin de réaliser des miroirs à haute compacité et efficacité. Ces nouveaux réflecteurs sont ouverts à une versatilité d'emploi toute à fait originale, dépassant donc les capacités d'exploitation des miroirs classiques de la photonique VCSEL de 1979 jusqu'à présent, à savoir: les miroirs multicouche ou miroirs de Bragg.

En ce qui concerne les applications télécom, les VCSELS pour l'émission dans le proche infrarouge ont été jusqu'à ce jour conçus pour les liens optiques à courte [10] et moyenne distance [11], ainsi que pour le multiplexage optique pour les réseaux optiques passifs [12], [13].

Au-delà de l'intérêt pour ces applications, La croissance continue et rapide du trafic de données dans les infrastructures de télécommunications, impose des niveaux de débit de transmission ainsi que de puissance de traitement de l'information, que les capacités intrinsèques des systèmes et microcircuits électroniques ne seront plus en mesure d'assurer à brève échéance : le développement de nouveaux scénarii technologiques s'avère indispensable pour répondre à la demande de bande passante imposée notamment par la révolution de l'internet, tout en préservant une consommation énergétique raisonnable. Dans ce contexte, l'intégration hétérogène fonctionnelle de dispositifs photoniques sur puce microélectronique [14] constitue une stratégie prometteuse pour surmonter l'impasse technologique actuelle, tout en ouvrant la voie à un développement rapide d'architectures et de systèmes de communications innovants.

L'intégration photonique hétérogène de composants actifs, c'est-à-dire capables d'émettre un signal lumineux, à base de semiconducteurs composés III-V et de circuits passifs à base de silicium est au cœur de ces défis technologiques, Dans ce scénario, les VCSELS sont des sources laser à semiconducteur qui peuvent adresser des questions ouvertes d'importance cruciale comme, par exemple :

- la miniaturisation des sources laser intégrables sur silicium existantes [15];
- la possibilité de contrôler les propriétés modales, la polarisation, et le diagramme de rayonnement de l'émission des cavités optiques [16] ;
- la recherche de performances ultimes (dont, amélioration du comportement thermique, couplage du laser vers l'espace libre, efficacité en puissance, faible consommation) ;
- la possibilité de coupler la lumière du laser à des guides intégrés sur puce afin de réaliser une véritable optique intégrée.

Toutefois, les régions actives pour des VCSELS émettant dans le proche infrarouge sont réalisées, en ligne générale, à partir de la croissance de couches épitaxiales des matériaux III-V sur des substrats d'InP. En ce qui concerne la réalisation des miroirs de Bragg à ces longueurs d'onde, cela implique, dans une approche complètement monolithique, le dépôt des multicouches à base des phosphores ou, également, à base

de InGaAlAs/InAlAs, de plusieurs microns d'épaisseur afin d'atteindre la réflectivité suffisante et nécessaire – typiquement largement au-dessus de 99% - pour permettre le régime d'émission laser dans ces cavités optiques.

Bien que le collage des miroirs de Bragg basés sur GaAs [17] ainsi que l'utilisation des réflecteurs diélectriques type $\text{SiO}_2/\text{Si}_x\text{N}_y$ ou, encore, $\text{ZnS}/\text{AlF}_3(\text{CaF}_2)$ [18] caractérisés par un contraste d'indice plus important représentent des avancées vers des miroirs à plus haute compacité verticale visant des bandes interdites plus larges, néanmoins, les questions concernant le contrôle de la polarisation de l'émission laser et la longueur de pénétration des photons dans le multicouche restent des sujets ouverts dans le débat scientifique et technologique. Comme déjà présenté dans le chapitre précédent, tandis que l'emploi des réseaux superficiels sur des DBRs classiques [19], [20] s'avère encore trop sensible aux variations des paramètres technologiques, aux imperfections liées à la fabrication et aux conditions d'opération du laser, l'introduction des réseaux à haute contraste d'indice (en anglais, *high-contrast gratings* ou HCGs) ou, également, des cristaux photoniques membranaires 1-D [21]-[23], a marqué un tournant dans la conception des miroirs à haute réflectivité, large-bande, et à contrôle de polarisation, dotant la photonique VCSEL d'une nouvelle brique de base, efficace et versatile. Des prototypes à pompage optique [22] et électrique [23] utilisant un cristal photonique membranaire 1-D comme miroir supérieur ont été réalisés dans les dernières années. Toutefois, dans ce chapitre, on présente la première démonstration d'un VCSEL où les deux miroirs ont été remplacés par des cristaux photoniques (CPs) 1-D en Si/SiO₂ caractérisés par une épaisseur de quelques centaines de nanomètres, une forte compacité latérale, une haute réflectivité sur des intervalles spectrales très larges, et, surtout, capables d'assurer un plein contrôle sur les propriétés modales et la polarisation de l'émission du micro-laser [24].

De plus, à la différence de toutes les autres réalisations précédentes, ces VCSELS à double cristal photonique ont été fabriqués selon un paradigme de production de masse, en utilisant les matériaux et les moyens grand diffusion typiques de la micro-nano-électronique CMOS, tandis que la région active en III-V a été déposée par croissance et, ensuite, intégrée sur les architectures photoniques en Si/SiO₂ par des procédures de collage moléculaire [25] à très haut rendement de fabrication. Constituant un des points clefs de la thèse, cette approche de fabrication rend possible en fait la combinaison entre une architecture flexible de dispositifs visant des performances excellentes, avec une production de masse des composants à bas coût. Les miroirs à CP monodimensionnels constituent donc la brique de base essentielle de ces nouveaux émetteurs de type VCSELS : ils sont introduits et analysés dans le paragraphe suivant.

IV. Du miroir de Bragg aux réflecteurs à CP membranaire large-bande

Le ralentissement de la lumière incidente dans des cristaux photoniques membranaires par l'excitation des modes de Bloch lents adressables par la surface et localisés sur des bords de bande à très faible courbure et vitesse de groupe a été déjà exploité pour la réalisation des réflecteurs à haute efficacité dans différentes architectures photoniques, comme les micro-lasers et les filtres optiques [26]-[29]. Le contrôle de la polarisation des ondes réfléchies ainsi que la possibilité de maîtriser leur réponse spectrale [30], [31], font de ces architectures photoniques une brique de base versatile qui peut être adoptée pour une nouvelle génération des sources type VCSEL compactes avec control totale sur les propriétés modales et de la polarisation du dispositif. En plus, des cristaux photoniques fonctionnant comme miroirs à grande ouverture numérique permettent une focalisation « double » des ondes réfléchies et transmises ont été proposés pour des VCSEL et, plus en général, pour des lasers à semi-conducteur ayant la capacité d'un contrôle complet sur la distribution spatiale du diagramme de rayonnement [32].

Comme déjà démontré par Boutami *et al.* [21], l'utilisation des miroirs large-bande à CP 1-D dans le VCSEL a conduit à une amélioration significative en termes du confinement latéral du mode optique, de la sélection modale, et du contrôle de la polarisation de l'émission. Cela ouvre aussi des nouvelles perspectives pour des VCSELs accordables par voie électrostatique. En effet, la masse d'une membrane à CP 1-D par rapport aux miroirs de Bragg classiques beaucoup plus massifs, permet d'atteindre des vitesses d'accordabilité de l'ordre de plusieurs centaines de kHz, et, donc, se présente comme un alternative de plus en plus efficace et compétitive aux DBRs classiques.

Toutefois, les travaux précédents concernant des VCSEL avec un seul miroir à CP ont reporté le désavantage d'un seuil plutôt élevé par rapport aux DBR-VCSEL classiques [23], ce qui pose une question critique sur les perspectives d'utilisation des cristaux photoniques comme miroirs dans les VCSELs, étant donné que les imperfections liées aux procédés technologiques n'expliquent pas complètement cette détérioration des performances du dispositif.

En effet, des études théoriques récentes [33]-[36] ont fourni un profond aperçu de la *cinétique du transport* des ondes lentes dans les miroirs à CP 1-D, au travers d'un formalisme qui décrit de façon plus efficace leur couplage avec le rayonnement électromagnétique incident. Les photons rayonnés sur la membrane à CP se couplent avec les modes de Bloch lents par des résonances de Fano, ou, autrement dit, résonances modales guidées (en anglais, *guided-mode resonances*). Ces résonances peuvent exhiber des temps de vie très courts – c'est-à-dire, des facteurs de qualité très petits – ce qui permet de réémettre du CP une grande quantité de la puissance optique incidente, résultant dans un rendement de réflectivité très élevé, condition nécessaire pour avoir des miroirs qui soient compacts et efficaces.

Afin de clarifier les mécanismes physiques derrière le fonctionnement de ces miroirs à CP, il faut dichotomiser le schéma de confinement optique qui opère dans ces structures. En effet, l'interaction complexe qui décrit la cinétique du couplage entre les

modes de Bloch lents et les modes rayonnés en dehors du cristal photonique, ainsi que la dynamique intrinsèque du transport des photons dans le cristal, nécessitent d'introduire les deux concepts du confinement optique vertical et du confinement optique latéral fournis dans les cavités optiques de type VCSELs par les miroirs à CP.

IV.A Couplage (confinement) optique vertical des miroirs à CP

La cinétique de la lumière qui régit le confinement vertical dans le miroir à CP membranaire 1-D peut être décrit avec une bonne approximation par la simple évaluation du facteur de qualité Q_F de la résonance de Fano exploitée. Dans le cas d'un cristal photonique de taille latérale infinie, on peut écrire la relation suivante :

$$Q_F = \omega_F \tau_{CP},$$

où ω_F et τ_{CP} représentent, respectivement, la fréquence à la résonance et le temps de vie des photons dans la membrane. Donc, avec la perspective de viser des miroirs large-bandes, il faut chercher des résonances étalées sur un intervalle spectral élargi, caractérisées par un fort taux de couplage ($1/\tau_{CP}$) entre les photons guidés dans le CP et le continuum des modes rayonnés accessibles en dehors du cristal. En autres mots, une première condition nécessaire dans la conception des miroirs haute réflectivité large-bandes à base de cristaux photoniques membranaires, est de maximiser le nombre des photons par unité de temps et de surface réémis par le CP.

Si on imagine maintenant de coupler deux ou un nombre plus élevé des résonances de Fano à faible Q, des miroirs à haute réflectivité sur des intervalles spectraux très large (en anglais, *ultra-wideband mirrors*) sont envisageables, soit de l'ordre de plusieurs centaines de nanomètres. Cela représente une propriété *unique* offerte par ces architectures photoniques, ce qui permet d'envisager des réflecteurs incomparablement plus versatiles et efficaces par rapport aux DBRs classiques. Plus précisément, la lumière incidente excite, par les différentes résonances de Fano, tous les modes de Bloch lents correspondant qui *concurrent ensemble* à la formation de la bande interdite du miroir.

Dans le cadre de la réalisation de sources laser qui soient CMOS-compatibles, le choix naturel en ce qui concerne le système de matériaux pour la conception de l'architecture du miroir à CP 1-D large-bande se porte sur le couple SiO₂/Si. Les deux matériaux offrent un contraste d'indice élevé à la longueur d'onde d'intérêt ($\Delta n = n_{Si} - n_{SiO_2} = 3.48 - 1.44 \approx 2$) qui permet d'accéder à des bords de bande caractérisés par des courbures très faibles et donc capables de parvenir à un ralentissement efficace des photons dans des structures à taille réduite.

Une vue schématique du miroir est fournie en Fig. 5 : un cristal photonique membranaire monodimensionnel avec des tiges en silicium entourés par la silice. Le facteur de remplissage en air – c'est-à-dire, la fraction du matériau à bas indice par

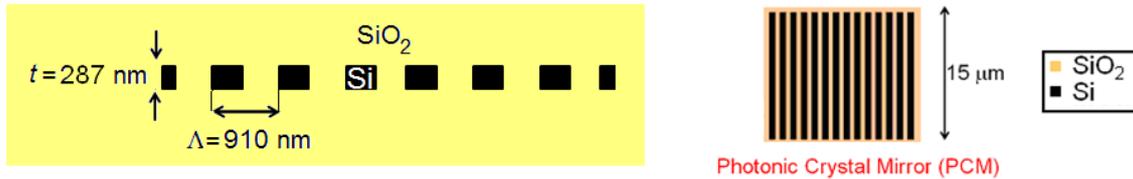


Figure 5-Architecture d'un cristal photonique membranaire 1-D. Vue en coupe (gauche) et vue de dessus (droite) du CP 1-D en Si/SiO₂ large-bande ayant les propriétés d'un miroir compact à haute réflectivité et envisagé comme brique de base pour des lasers type VCSELs. Les matériaux choisis (Si/SiO₂) permet soit d'exploiter un haut contraste d'indice qui permet un ralentissement plus efficace de la lumière, soit de concevoir une fabrication à large échelle accomplie par des moyens de grand diffusion CMOS-compatibles.

rapport au silicium – est de 50%, la période du cristal est de 910 nm, tandis que l'épaisseur de la membrane est de autour de 285 nm.

Les propriétés de confinement vertical du réflecteur à CP peuvent être étudiées par la conception d'une membrane de taille infinie. Pour cette raison, dans une toute préliminaire phase de la conception du dispositif, l'utilisation des moyens de calcul à grande capacité ne sera donc nécessaire.

Au contraire, l'analyse rigoureuse par ondes couplés (en anglais, *rigorous coupled-wave analysis* ou RCWA) représente un outil de calcul fiable, rapide, et efficace, capable de fournir les lignes directrices de la conception du réflecteur à CP dans des délais d'exploitation raisonnables. Cela permet aussi d'accomplir une étude

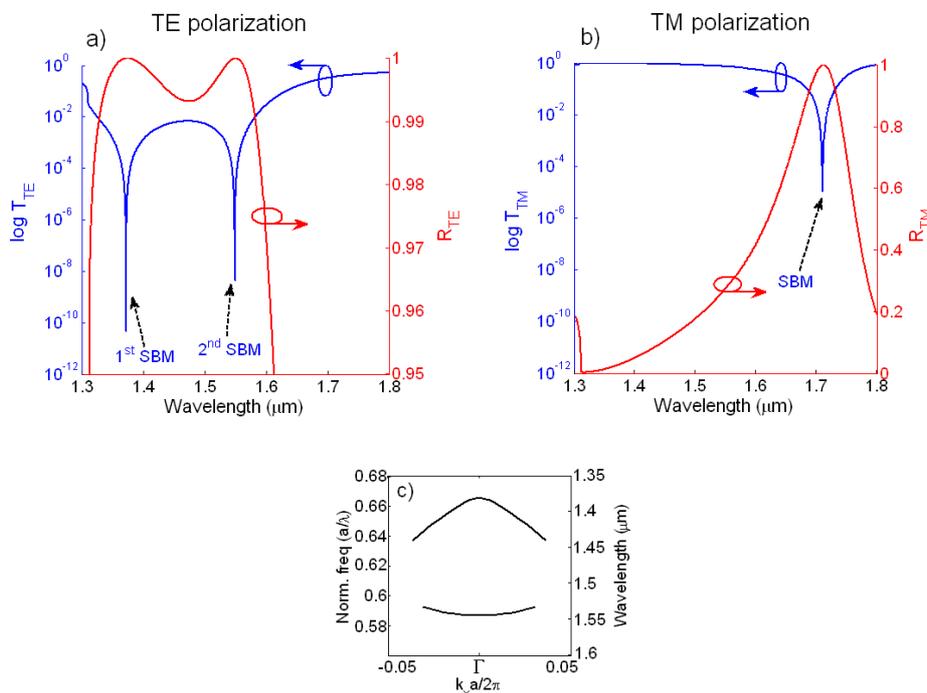


Figure 6-Réponse spectrale et courbes de dispersion du réflecteur à CP 1-D en Si/SiO₂ calculés par la méthode RCWA. (a) La réponse spectrale en réflectivité du miroir en polarisation TE montre deux résonances modales guidées qui se recouvrent dans l'intervalle spectral d'intérêt, donnant lieu à une bande interdite de 247 nm environ ($R_{TE} > 0.993$). Une seule résonance modales guidées caractérise par un bande interdite plutôt étroite apparaît en polarisation TM (b) en dehors de l'intervalle spectral d'intérêt. (c) Diagramme de bande du CP 1-D membranaire montre deux modes de Bloch lents au-dessus du cône de la lumière correspondant aux deux résonances de Fano en polarisation TE.

préliminaire sur la robustesse du composant aux variations technologiques (par la gravure, ou, également, par la lithographie) et fournir la modification de la réponse spectrale du réflecteur prenant en compte la fluctuation de paramètres géométriques de la structure (épaisseur de la membrane, période, et facteur de remplissage).

En bref, la technique de calcul RCWA [37] est une méthode semi-analytique utilisée dans la modélisation électromagnétique de composants optiques comme les réseaux de diffraction. C'est une méthode qui se base sur l'espace de Fourier, donc c'est-à-dire le champ dans le dispositif est modélisé comme une somme d'harmoniques spatiales différentes. Le dispositif est discrétisé selon la direction perpendiculaire au plan des cristaux photoniques en couche uniformes. Les modes électromagnétiques sont calculés dans chaque couche et leur propagation à travers des différentes couches déterminée analytiquement. Le problème global est résolu par l'harmonisation des conditions au contour à chaque interface entre les couches par une matrice de « *scattering* ». Pour un certain vecteur d'onde du faisceau incident, le mode électromagnétique dans un milieu diélectrique périodique est calculé à partir du développement en fonctions de Floquet des équations de Maxwell ainsi que des conditions au contour. En choisissant le niveau d'approximation et la vitesse de convergence souhaités, et, de façon compatible avec les délais de calcul envisagés, les fonctions de Floquet sont coupées et ensuite traduites dans des équations analytiques finies et solubles. La méthode RCWA peut donc être utilisée pour calculer la réponse spectrale de la réflectivité (et de la transmission), et pour fournir une approximation fiable de la structure en bord de bande des cristaux photoniques membranaires 1-D, permettant une optimisation des paramètres de l'architecture nécessaire pour la conception des miroirs large-bandes à très haute réflectivité *ad hoc* pour la photonique VCSEL.

La réponse spectrale de la réflectivité pour les deux polarisations du champ électromagnétique obtenue par simulation RCWA du miroir à CP 1-D en Si/SiO₂ est illustrée en Fig. 6 (a, b). Conçu pour opérer en bord de bande et, bien sur, au-dessus du cône de la lumière, le miroir à CP 1-D montre une bande interdite très élargie ($R_{TE} > 0.993$ sur 247 nm) comme résultat du couplage de deux résonances de Fano (et des modes de Bloch lents correspondants) à très faible facteur de qualité situées, respectivement, à 1.37 μm et 1.55 μm , qui se recouvrent dans l'intervalle spectral d'intérêt. Le couplage d'une ou plus résonances de Fano s'avère très critique dans la conception des miroirs pour la photonique VCSEL : en fait, disposer d'une bande interdite très large permet de limiter l'impact des variations des paramètres technologiques pendant la fabrication, augmentant la robustesse de la brique à cristal photonique vis-à-vis de l'importance cruciale d'aboutir à un confinement optique longitudinal optimal dans ce genre de cavités optiques. Pour cette raison, la conception d'un réflecteur *bi-* ou *multi-mode* – c'est-à-dire, qui exploite plusieurs résonances modales guidées par le CP – est à privilégier pour son utilisation dans des micro-sources laser type VCSEL.

De plus, les facteurs de qualité des résonances de Fano exploitées nous donnent un élément d'information très important sur la cinétique de couplage entre les photons guidés dans le CP membranaire et le continuum des modes rayonnés. Un Q_F très petit indique un temps de vie de photons très court à l'intérieur de la membrane : en autres

mots, les photons guidés dans le CP sont recouplés avec le faisceau incident avec un taux très élevé, ce qui représente une première condition nécessaire pour concevoir un réflecteur efficace. La deuxième condition concerne la cinétique de transport des photons guidés dans le CP à l'origine du confinement optique latéral conféré par les modes de Bloch lents : cela sera discuté par la suite dans le prochain paragraphe, consacré uniquement à ce sujet.

En Fig. 6(c), on montre également les deux bords de bande en proximité du point Γ - c'est-à-dire, pour une incidence normale des photons - correspondants aux résonances de Fano montrées auparavant. La méthode de calcul de ces courbes de dispersion au voisinage du point de haute symétrie Γ a été accomplie en observant le décalage en longueur d'onde des résonances de Fano correspondants en fonction de l'angle d'incidence de l'onde plane. Toutefois, cette méthode, qui peut apparaître comme une approximation excessive étant donné les très faibles facteurs de qualités de ces résonances, s'est avérée suffisamment fiable dans la détermination des fréquences des modes de Bloch lents en bord de bande, résultant par ailleurs dans un bon accord avec les techniques de simulation 3-D comme la méthode des différences finies dans le domaine temporel (en anglais, *finite-difference time-domain*, ou FDTD).

Les deux modes de Bloch lents qui concourent à la formation de la bande interdite du miroir à cristal photonique sont caractérisés par la possibilité de se coupler en Γ ; en d'autres termes, les photons guidés dans la membrane peuvent être réémis en phase avec une onde plane incidente. La question du couplage en Γ est liée intrinsèquement à la symétrie de la distribution du champ électromagnétique des modes de Bloch lents sur la maille élémentaire du cristal photonique [38]. Afin que le mode de Bloch puisse se coupler *strictement* en Γ il faut que l'intégral de la densité du champ de déplacement $\varepsilon \cdot \vec{E}$ sur le domaine spatial représenté par la maille élémentaire du cristal Ω soit non nulle. Cette intégrale constitue la composante latérale de l'intégrale de recouvrement :

$$\int_{\Omega} \varepsilon \cdot \vec{E} d\Omega \neq 0, \text{ couplage } \textit{stricte} \text{ en } \Gamma \text{ autorisé}$$

On peut donc distinguer deux situations :

- si le mode de Bloch est caractérisé par une distribution symétrique du champ par rapport à la maille du cristal, le mode en question est autorisé à se coupler strictement en Γ , et donc, peut interagir avec une onde plane incidente ;
- dans le cas où le mode en question présente une distribution asymétrique sur la maille, le couplage du dit mode en Γ est interdit.

L'adjectif *strict* qui décrit le couplage en Γ est lié à la possibilité de pouvoir coupler un onde plane à incidence normale aux modes de Bloch excités dans le miroir à CP. Toutefois, il faut se rendre compte que la notion d'incidence d'une onde plane sur un CP de taille infinie ne constitue qu'une idéalisation limite de la physique du miroir. En effet, dans le cas plus réaliste d'adressage de la membrane à CP avec un faisceau à

profil gaussien – et, donc, caractérisé par une composante transversale k_t au vecteur de propagation \vec{k} – le couplage est autorisé par des modes dits *d'insertion* qui sont situés au voisinage du point d'haute symétrie Γ .

Le lecteur aura certainement compris comment le couplage résonant entre les modes de Bloch lents adressables par la surface et les modes du continuum rayonnés est le concept clef qui régit la formation des bandes interdites dans les miroirs à cristaux photoniques membranaires. Maintenant, imaginons nous d'adresser verticalement autour de la normale (z) un réflecteur à CP 1-D illustré en Fig. 7.

L'équation qui décrit ledit couplage résonant est représenté par une intégral de recouvrement 3-D, soit [39]:

$$\iint E_G(x, z)E_R(z)\Delta\epsilon(x)dx dz$$

où:

- $E_R(z)$ et $E_G(x, z)$ représentent, respectivement, le faisceau incident et le champ des modes guidés dans une membrane homogène (non structurée);
- $\Delta\epsilon(x)$ c'est la modulation de la constante diélectrique du cristal photonique.

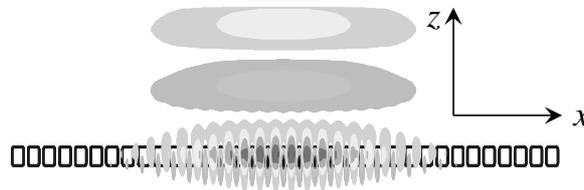


Figure 7: Un cristal photonique Si/SiO₂ adressé verticalement par un faisceau gaussien (cartographie de champ calculée par FDTD).

Les facteurs qui contrôlent le recouvrement latéral et vertical des modes de Bloch lents sont, respectivement, la symétrie des résonances modales guidées dans le plan de la membrane, ainsi que l'épaisseur du cristal photonique. Comme déjà vu, la symétrie planaire des modes de Bloch lents a un impact direct sur l'intensité du couplage avec les modes rayonnés, impact qui a été reconnu par J. M. Pottage [40] dans la réalisation des cristaux photoniques membranaires 2-D supportant le couplage résonant entre mode guidés par la membrane et les modes du continuum rayonné.

Egalement, aussi le recouvrement vertical, déterminé par l'épaisseur de la membrane, joue un rôle très important dans la cinétique de couplage. Si pour simplicité, on

considère le mode guidé fondamental de la membrane non structurée avec une symétrie verticale paire, on peut démontrer que son intégral de recouvrement avec les modes rayonnés incidentes montre un comportement périodique en fonction de l'épaisseur de la membrane, qui résulte dans un comportement oscillatoire du facteur de qualité de la résonance guidée du cristal photonique. Or, pour une symétrie des modes de Bloch donnée, le ledit facteur de qualité de la résonance modale guidée atteint un minimum en correspondance du couplage maximal avec les modes rayonnés.

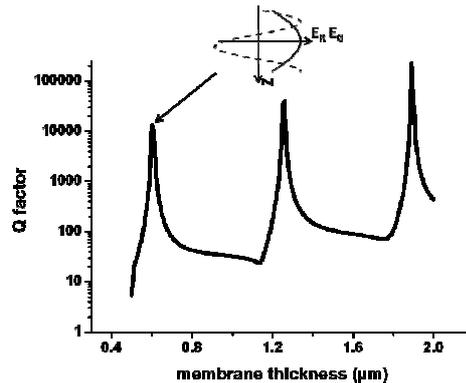


Figure 8. Comportement oscillatoire du facteur de qualité Q de la résonance du cristal photonique 1-D en fonction de l'épaisseur de la membrane (période d' $1 \mu\text{m}$, facteur de remplissage de 50%, $\Delta n = 3$ avec de l'air entre les tiges de semi-conducteur). Dans le médaillon, une vue schématique de la distribution verticale du champ guidé (E_G , ligne pleine), et du faisceau incident rayonné (E_R , ligne pointillée).

Au contraire, on aura des résonances avec des facteurs de qualité très élevés en correspondances d'un recouvrement vertical qui interdit le couplage efficace aux modes du continuum rayonné. Ce comportement oscillatoire illustré en Fig. 8 a été décrit par une méthode simple de résolution de l'intégral de recouvrement par voie analytique.

La variation périodique du facteur de qualité de la résonance de Fano par rapport à l'épaisseur de la membrane a été décrite par le formalisme développé dans les travaux récents [41]-[43]. Toutefois, la modélisation simple qu'on propose constitue une approche efficace et directe pour la compréhension de la physique de couplage dans ces architectures, ainsi qu'un valable outil de conception des cristaux photoniques résonants caractérisés par des bandes optiques accordables.

En conclusion, la conception des cristaux photoniques résonants à haut facteur de qualité peut être accomplie par l'utilisation de deux « leviers » : la symétrie dans le plan des modes de Bloch lents ou, également, l'épaisseur de la membrane. Par contre, l'ingénierie des miroirs large-bande qu'exploitent des résonances de Fano caractérisées par des facteurs de qualité très faibles, nécessitent l'optimisation simultanée des deux paramètres, afin d'obtenir une maximisation de l'intégrale tridimensionnel de recouvrement entre le champ modal guidé dans le CP et les modes rayonnés.

IV.B Confinement optique latéral et cinétique du transport de la lumière des miroirs à CP

Étant donné la largeur finie de la membrane à cristal photonique, le rendement de réflectivité du miroir sera limité par les pertes optiques latérales. Ces pertes sont intrinsèquement liées au taux d'évacuation latérale des photons $1/\tau_g$ qui dépend de la vitesse de groupe moyenne à laquelle les photons sont soumis pendant leur propagation dans le miroir à CP. Donc, en ce qui concerne le confinement optique latéral dans ces structures, une deuxième condition doit être respectée afin de réaliser des miroirs large-bandes efficaces et compacts. Une telle condition est fixée par la minimisation du taux $1/\tau_g$, qui peut être approximé par l'expression [36] :

$$1/\tau_g \approx \alpha/S_m,$$

où α représente la courbure de la dispersion en bord de bande au voisinage du point Γ du mode de Bloch associé à la résonance de Fano exploitée, tandis que S_m indique la taille latérale du miroir.

En autres mots, l'efficacité du couplage résonant η entre les résonances modales guidées et les modes rayonnés peut être exprimée de la façon suivante:

$$\eta = \frac{\tau_g}{\tau_g + \tau_{PC}}.$$

La réduction des pertes optiques latérales est donc accomplie en mettant les photons qui se propagent dans le miroir dans un régime de transport ralenti par l'excitation des modes de Bloch lents adressables par la surface situés au-dessus du cône de la lumière sur des bords de bande plats (à faible courbure α) du diagramme de dispersion.

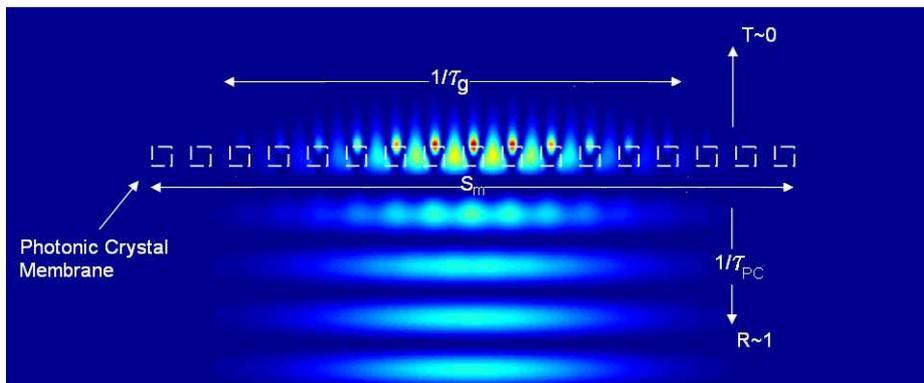


Figure 9- Faisceau lumineux gaussien incident sur un cristal photonique membranaire à CP 1-D vu en section. Le rendement de réflectivité (R) du miroir est lié au taux de couplage des photons vers le continuum rayonné ($1/\tau_{PC}$), et au confinement latéral ($1/\tau_g$) donné par le ralentissement de la lumière obtenu en opérant en bord de bande du cristal par l'excitation d'un ou plusieurs modes de Bloch lents adressables par la surface.

En bref, comme illustré en Fig. 9, la conception de miroirs compacts à CP large-bandes à haute réflectivité demande :

1. une maximisation du taux de couplage $1/\tau_{PC}$ entre les modes rayonnés et les modes guidés dans la membrane par l'utilisation d'une ou plusieurs résonances de Fano à très faible facteur de qualité;
2. l'exploitation des modes de Bloch lents localisés sur des bords de bande très plats de la courbe de dispersion du CP visant un ralentissement suffisant de la lumière afin de réduire la fuite des photons ($1/\tau_g$) en dehors de la membrane.

Toutefois, ces deux derniers points ne sont pas toujours suffisants pour aboutir à une conception robuste et fiable d'un miroir à CP 1-D à haute réflectivité pour la photonique VCSEL. Par conséquent, une étude de la physique du *transport des photons* lié à l'excitation des modes de Bloch lents dans les miroirs à CP est essentielle pour la compréhension de la physique qui régit le fonctionnement optique du dispositif. En effet, il faut tenir compte que la nature anisotrope de l'architecture membranaire agit d'une façon telle que les photons qui se propagent dans le miroir sont soumis à des courbes de dispersion différentes selon le vecteur d'onde (ou la direction de propagation dans le plan). Cela donne lieu non plus à de simples *courbes* de dispersion, mais à des *surfaces* de dispersion fortement anisotropes.

Baser donc la conception des ces miroirs exclusivement sur les caractéristiques de dispersion qui régissent la propagation selon la seule direction perpendiculaire aux tiges (ou aux fentes) du CP 1-D résulterait dans une modélisation excessivement approximée de la cinétique de transport des photons dans le CP. Il est donc nécessaire d'élargir et transférer notre approche conceptuelle dans un environnement bidimensionnel, où les courbes de dispersion sont remplacées par des surfaces de dispersion qui décrivent la variation en énergie des états photoniques accessibles en bord de bande en fonction d'un vecteur d'onde générique bidimensionnel des composantes (k_x ou k_{\perp} , k_y ou k_{\parallel}) dans le plan du cristal. De cette manière, on peut comprendre le flux de la lumière dans les cristaux photoniques membranaires, en nous fournissant un outil très puissant pour la conception des miroirs *ad hoc* pour des sources type VCSELS originales, compactes, et, surtout, performantes.

Cette problématique complexe a été abordée par l'utilisation du moyen de modélisation RCWA précédemment introduit. Le miroir à CP 1-D en Si/SiO₂ a été étudié en fonction de l'angle solide d'incidence Ω (de composantes θ et ϕ) de l'onde plane dans le voisinage du point Γ . Le domaine de l'espace réciproque visé correspond, à peu près, à l'ouverture angulaire prévue du mode transversal fondamental de la cavité VCSEL à CP, c'est-à-dire, pour des valeurs de θ et ϕ comprises dans l'intervalle $\pm 7^\circ$.

Les surfaces de dispersion correspondantes aux deux modes de Bloch lents à l'origine de la formation de la bande interdite du miroir à CP sont illustrées en Fig. 10.

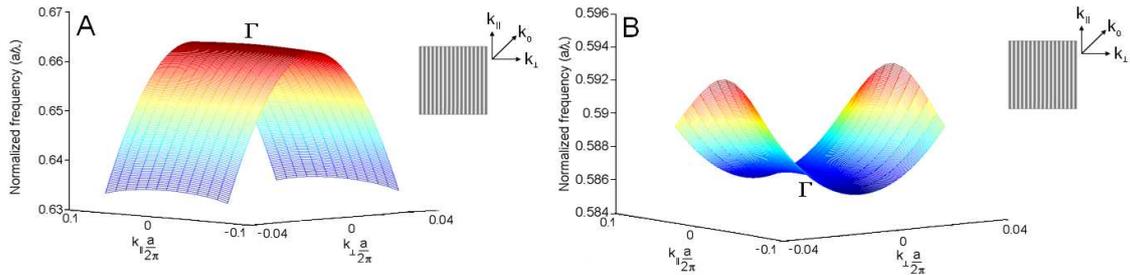


Figure 10-Surfaces de dispersion bidimensionnelles des modes de Bloch lents situés à $1.37 \mu\text{m}$ et $1.55 \mu\text{m}$, respectivement. La forte anisotropie de ces surfaces est à l'origine de la cinétique de transport des photons dans les miroirs à CP 1-D.

Tout d'abord, les surfaces de dispersions des deux modes montrent, outre la naturelle anisotropie, des morphologies très différentes entre eux. Le mode de Bloch lent localisé à $1.55 \mu\text{m}$ est décrit par une surface à selle de cheval (un paraboloid hyperbolique), tandis que le mode à plus haute énergie est caractérisé par un paraboloid fortement anisotrope. Bien que les deux résonances de Fano fournissent un bon confinement optique vertical grâce à un taux de couplage ($1/\tau_{CP}$) au continuum rayonné élevé, le mode à plus haute énergie présente des pertes optiques latérales beaucoup plus significatives en raison d'une vitesse de groupe moyenne plus élevée le long de la direction perpendiculaire aux tiges silicium du miroir. Cette résonance doit être donc considérée comme moins appropriée pour un confinement latéral efficace des modes optiques par des membranes à CP de taille latérale réduite.

De plus, les deux surfaces de dispersion montrent une caractéristique morphologique commune : une courbure *faiblement négative* apparaît le long de la direction parallèle aux tiges silicium. L'existence de directions le long desquelles les photons puissent se propager avec des vitesses de groupe très faibles mais négatives, permet un confinement encore plus efficace de la lumière dans le CP membranaire, en « *ramenant* » les photons vers le centre du miroir et, donc, en leur interdisant de s'échapper latéralement. Ce mécanisme de confinement optique qui peut, à première vue, sembler marginale, est par contre déterminante pour l'amélioration du contrôle optique dans le miroir à CP, et, donc, pour l'ensemble du dispositif VCSEL à double cristal photonique.

V. VCSEL à double cristal photonique et modes optiques hybrides

Précisément à cet égard nous allons étendre maintenant la discussion en introduisant le dispositif complet. Une cavité optique type VCSEL où les deux miroirs ont été remplacés par deux cristaux photoniques membranaires large-bandes en Si/SiO₂ monodimensionnels.

Une section schématique du dispositif VCSEL à double cristal photonique pour pompage optique est illustrée en Fig. 11. En bref, une région active à puits quantiques

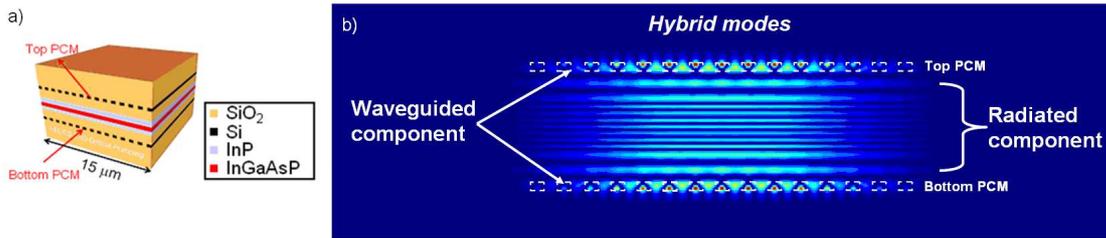


Figure 11-Structure schématisée (a) et modes hybrides (b) soutenus par une cavité VCSEL utilisant deux cristaux photoniques comme réflecteurs. Une composante modale guidée dans les miroirs à CP et l'autre rayonné entre les deux miroirs à CP sont à la base de la formation des modes optiques hybrides dans les cavités VCSEL à double cristal photonique.

multiplés à base de InGaAsP capable de fournir amplification optique dans l'intervalle spectral centré autour de $1.55 \mu\text{m}$, obtenue par croissance par jets moléculaires, est incorporée entre deux couches de silice de 900 nm d'épaisseur environ. La structure est enfin terminée verticalement par deux réflecteurs large-bande à CP 1-D en Si/SiO₂ caractérisés par une épaisseur de 285 nm environ, une période de 910 nm et un facteur de remplissage en air de 50%.

Les réflecteurs à CP 1-D membranaires utilisés sont des architectures photoniques innovantes qui peuvent accommoder des résonances modales guidées dans le plan du cristal photonique capables d'opérer un ralentissement de la lumière par le principe d'opération en bord de bande. Ces résonances peuvent être ensuite ouvertes délibérément vers la troisième dimension de l'espace physique en maîtrisant de façon contrôlable le couplage avec le continuum des modes rayonnés. Par conséquent, les modes optiques soutenus par une cavité VCSEL utilisant deux miroirs à CP sont une combinaison d'une *composante modale guidée* dans le plan des réflecteurs membranaires et d'une deuxième *composante modale rayonnée* entre les miroirs. Ces modes optiques sont couramment définis *modes hybrides* en raison de la double nature de guidage et rayonnement dans l'espace tridimensionnel. Essentiellement, on part de la micro-nano-photonique bidimensionnelle concernant des modes purement guidés dans le plan du cristal pour arriver dans le monde de la λ -photonique 2.5-D où un contrôle presque tridimensionnel de la lumière à l'échelle de la longueur d'onde devient possible. Le concept du mode hybride typique des cavités 2.5-D est illustré en Fig. 11 (droite).

Comme dit auparavant, le mode optique soutenu par cette cavité à double cristal photonique peut être vu comme un mode hybride constitué des deux composants : l'une guidée dans les miroirs à CP 1-D, et l'autre rayonnée entre les miroirs et communément appelée composante Fabry-Pérot. Plus précisément, on peut exprimer de façon simple et directe le temps de vie relatif moyen des photons dans la cavité pendant un aller-retour:

$$\frac{\tau_{FP}}{\tau_{FP} + 2\tau_{PC}},$$

où $\tau_{FP} \approx 2L/c$, avec L la longueur optique de la cavité et c la vitesse de la lumière. Différemment des miroirs de Bragg à faible contraste d'indice, le taux de couplage élevé des photons vers le continuum rayonné fourni par des résonances de Fano avec une large extension spectrale, promet une densité électromagnétique plus importante dans la région active du laser, et donc rend favorable la conception de dispositifs à faible seuil et consommation.

En ce qui concerne le mode hybride, sa surface de dispersion est entièrement définie par ses deux composantes, guidés et rayonnés, dans l'espace réciproque. La surface de dispersion isotrope de la composante Fabry-Pérot du mode hybride dans le voisinage du point Γ peut être décrite par l'expression analytique suivante:

$$\omega(\vec{k}_t) = \omega_0 + \frac{1}{2} \alpha_{FP} \left(\vec{k}_t^2 \right),$$

où \vec{k}_t est la composante transversale du vecteur d'onde total, ω_0 la fréquence en Γ , et α_{FP} l'approximation quadratique de la courbure de la surface de dispersion de la composante Fabry-Pérot évaluée en bord de bande [6]. Dans un modèle simplifié (mais encore valable dans une structure de taille latérale infinie) la courbure de dispersion du mode hybride α_H est une combinaison linéaire de la composante guidée α_{PC} et rayonnée α_{FP} pondéré par les temps de vie moyens relatifs respectifs τ_{FP} et $2\tau_{PC}$:

$$\alpha_H = \left(\frac{2\tau_{PC}}{2\tau_{PC} + \tau_{FP}} \right) \alpha_{PC} + \left(\frac{\tau_{FP}}{2\tau_{PC} + \tau_{FP}} \right) \alpha_{FP}.$$

Etant donné le caractère isotrope de la surface de dispersion de la composante Fabry-Pérot du mode hybride, il en résulte que les propriétés modales de la cavité optique sont largement déterminées par sa composante guidée.

La dernière relation peut nous faire penser d'exploiter des modes de Bloch lents caractérisés par une courbure négative des surfaces de dispersion en bord de bande ($\alpha_{PC} < 0$) afin de compenser la courbure de bande positive et isotrope du paraboloïde décrivant la composante Fabry-Pérot. Cela permettrait d'envisager en ligne absolument théorique de minimiser la courbure de la surface de dispersion du mode hybride dans un domaine de l'espace réciproque important. De cette manière, le principe de ralentissement de photons serait étendu au mode hybride dans sa globalité, permettant donc de concevoir des modes de cavité dotés d'un confinement optique ultime et de facteurs de qualité très élevés. Toutefois, la forte anisotropie des surfaces de dispersion des modes de Bloch excités dans le miroir à CP 1-D, interdit l'accomplissement d'une véritable compensation entre α_{PC} et α_{FP} pour toutes les directions (ou vecteurs d'onde) contenues dans le plan de propagation de la lumière dans les miroirs. Par conséquent, il en résulte que des nouvelles stratégies de confinement optique doivent être mises en place pour assurer le guidage optique (ou

confinement latéral) du mode hybride dans sa propagation longitudinale le long de la cavité VCSEL à double CP.

Pour accomplir cet objectif, les surfaces de dispersion bidimensionnelles représentent un outil prédictif et extrêmement fiable pour la conception des cavités laser type 2.5-D. En fait, bien que le mode hybride s'étale dans un espace tridimensionnel, toutefois, le confinement optique transversal dans la structure est donné par sa composante guidée, qui peut être considérée comme *purement bidimensionnelle*. Donc, la description du comportement des photons dans la cavité dépend *presque exclusivement* du transport de la lumière dans le plan des miroirs à cristaux photoniques.

Or, sur la base de la morphologie des surfaces de dispersion précédemment montrées, ainsi que des considérations contenues dans les précédents paragraphes, on peut déduire que les photons qui se propagent dans les miroirs seront soumis à un confinement latéral, ou, par contre, à des pertes optiques renforcées, selon leur vecteur d'onde (la direction de propagation dans le miroir). En particulier, les photons qui se propagent dans le miroir le long des directions caractérisées par une vitesse de groupe faiblement négative seront, dans une certaine limite, ramenés vers le centre du miroir, et donc confinés latéralement de façon beaucoup plus efficace.

Utilisant une approche très simple, en partant par la définition même de vitesse de group pour la *n-ème* bande de dispersion :

$$\vec{v}_g = \nabla_{\vec{k}} \omega_n(\vec{k}),$$

on peut déterminer les domaines dans l'espace des vecteurs d'onde de confinement et déconfinement optique en calculant le gradient des surfaces de dispersion correspondants aux modes de Bloch lents excités dans le miroir. En Fig. 12, on reporte la distribution bidimensionnelle des vitesses de group qui correspondent à la surface de dispersion du mode centré à 1.55 μm (le comportement de la vitesse de groupe de l'autre mode de Bloch autour de 1.37 μm est tout à fait similaire et donc ne nécessite pas d'être reporté). En dérivant la vitesse de groupe comme un champ vectoriel bidimensionnel on obtient une vision claire sur les directions préférentielles intéressées par les pertes optiques latérales plus significatives. Le gradient donc nous donne une indication précise sur les directions soumises à un régime de transport favorable au confinement optique, et les directions qui, par contre, comportent une fuite aisée des photons en dehors de la membrane, ayant comme effet principal de conduire à une baisse de la réflectivité du CP membranaire.

Selon les cartographies bidimensionnelles du champ vectoriel de la vitesse de group dans les CP, les miroirs se révèlent être beaucoup moins efficaces dans le confinement latéral de la lumière dans la direction perpendiculaire aux tiges silicium, tandis que un confinement optique naturel et efficace des photons est fourni le long des tiges.

De plus, en ce qui concerne la sélectivité modale du dispositif, le champ vectoriel de la vitesse de groupe permet d'expliquer la raison pour laquelle les structures VCSEL avec des miroirs à CP sont caractérisées par une suppression plus marquée des modes latéraux d'ordre supérieur par rapport aux architectures DBR-VCSEL classiques [23],

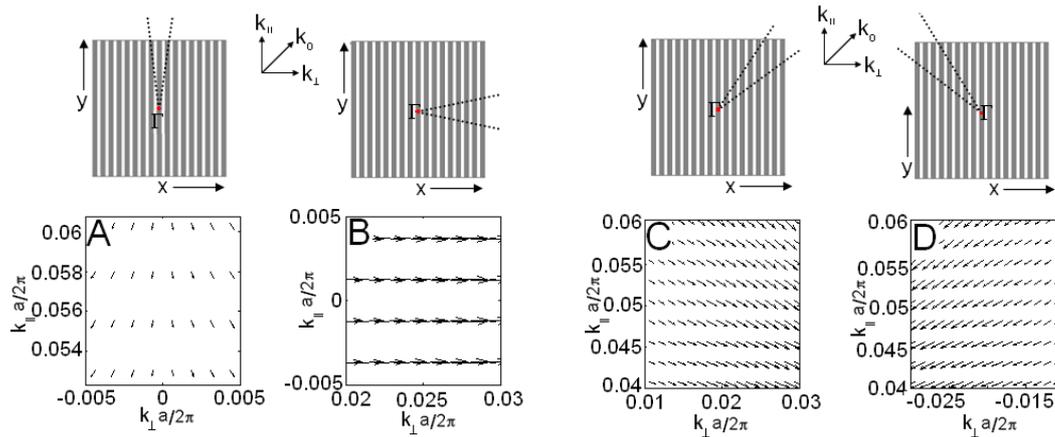


Figure 12-(a-d) Vitesse de groupe comme champ vectoriel bidimensionnel correspondant au mode de Bloch lent positionné à $1.55 \mu\text{m}$ calculé par la méthode RCWA sur différents domaines de l'espace réciproque.

[36]. Les modes caractérisés par une composante transversale du vecteur d'onde plus significative sont moins bien confinés par les miroirs à CP et s'échappent en dehors de la membrane avec une vitesse de groupe moyenne plus élevée. La sélection modale résultante est simplement déterminée par la courbure de surfaces de dispersion. Les pertes optiques importantes des modes d'ordre supérieur entraînent une discrimination sélective des seuils à faveur du mode transversal fondamental (dans ce cas, le mode TE_{00}).

Compte tenu du très fort confinement vertical du mode hybride obtenu en opérant dans le voisinage spectral d'une résonance de Fano, la minimisation des pertes latérales des photons du miroir est indispensable pour aboutir à des dispositifs VCSEL à double cristal photonique à faible seuil. L'information rendue par les surfaces de dispersion des modes de Bloch lents exploités est cruciale, car elle nous permet de comprendre les *lignes de fuites* de photons en dehors des miroirs, et, donc, nous donne la possibilité d'envisager des solutions qui puissent limiter ou empêcher complètement ces pertes optiques anisotropes.

A cet égard, l'introduction d'une double *hétérostructure* à cristal photonique dans les miroirs à CP 1-D constitue une solution *ad hoc* bien adaptée à la cinétique particulière de transport anisotrope de la lumière qui caractérise ces architectures membranaires. Le prochain paragraphe sera consacré entièrement aux hétérostructures à cristaux photoniques et à leur rôle stratégique dans le confinement optique pour les VCSELs à double cristal photonique.

V.A Les hétérostructures photoniques : vers le contrôle ultime de la lumière dans les cavités VCSELS à double miroir CP 1-D

La fuite des photons en dehors de la membrane à CP reste une question cruciale qui nécessite d'être adressée pour parvenir à un véritable contrôle quasi-3D du mode optique dans les cavités VCSEL à double cristal photonique.

Grâce aux surfaces de dispersion précédemment montrées, la cinétique du transport des photons quand les modes de Bloch lents sont excités dans le cristal photonique est maintenant clarifiée. Tandis qu'un confinement optique naturel de la lumière est assuré par une faible courbure négative des surfaces de dispersion pour l'ensemble des directions orientées le long de tiges silicium, en ce qui concerne la direction de propagation perpendiculaire aux tiges du miroir, les photons dotés d'une vitesse de groupe moyenne plutôt élevée entraînent des pertes optiques latérales significatives au détriment du rendement de réflectivité du miroir dans son ensemble.

L'introduction de défauts dans le cristal photonique 1-D qui puissent limiter ou, au mieux, supprimer ces pertes optiques latérales le long des directions privilégiées représente une solution élégante au problème du confinement des photons dans la membrane. En modifiant localement le facteur de remplissage (la largeur des tiges silicium) aux deux extrémités du cristal photonique, des barrières sont obtenues à la propagation latérale des photons en dehors du CP selon les directions caractérisées par les vitesses de groupe moyennes les plus élevées, de façon à empêcher la fuite des photons et, donc permettant un confinement optique transversal [44] plus efficace. On reporte en Fig. 13(a) la schématisation de l'architecture du miroir à cristal photonique confiné par une hétérostructure.

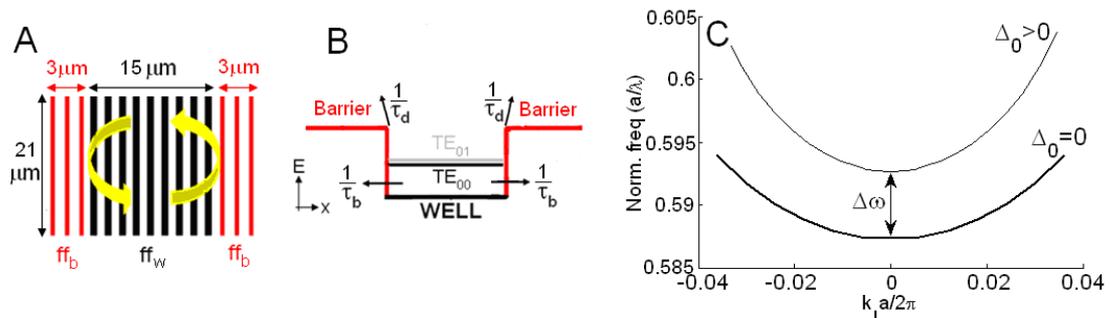


Figure 13-(a) Illustration d'un miroir à CP 1-D bordé par une hétérostructure photonique. Des barrières sont introduites dans un miroir à CP classique pour améliorer le confinement latéral (ff_w et ff_b représentent, respectivement, le facteur de remplissage dans le puits et dans les barrières du CP). (b) Schéma conceptuel de la bande interdite de l'hétérostructure ; les pertes optiques par tunneling ($1/\tau_b$) et par diffraction ($1/\tau_d$) sont indiquées. (c) Courbes de dispersion calculées par la méthode RCWA dans les barrières ($\Delta = \Delta_0$) et dans le puits ($\Delta = 0$). $\Delta\omega$ indique l'hauteur de la barrière photonique en fréquence le long de la direction de transport perpendiculaire.

En utilisant un formalisme déjà développé dans des travaux précédents [45]-[49], on peut exprimer la modification locale du facteur de remplissage représentée par les hétérostructures introduites comme une perturbation lentement variable qui module l'indice optique moyen du cristal photonique :

$$\Delta(x) = \begin{cases} \Delta_0 & \text{si } |x| > L \text{ barrière} \\ 0 & \text{si } |x| < L' \text{ puits} \end{cases}$$

où $2L$ et Δ_0 sont, respectivement, la largeur du puits photonique et le contraste d'indice entre le cœur et le *cladding* (le gainage extérieur du cœur) de l'hétérostructure.

Dans une approche naïve mais réaliste, l'hétérostructure peut être vue de façon similaire à un résonateur dont les barrières fonctionnent comme un miroir, tandis que le puits constitue le centre de la cavité. Les longueurs d'onde qui sont confinées par l'hétérostructure résultent de la bande interdite introduite qui peut être considérée comme une barrière d'énergie ΔE ou, également, une barrière de potentiel. La réflectivité latérale fournie par l'hétérostructure permet d'augmenter considérablement le temps de vie des photons lents guidés dans le miroir à CP, et donc de promouvoir le confinement du mode optique hybride dans sa globalité.

Maintenant, si on utilise des barrières très fines avec une bande interdite petite, même si le champ électrique décroît exponentiellement au-delà de l'hétérostructure, les photons pourront toujours traverser la barrière de façon similaire aux mécanismes du tunneling quantique des porteurs à l'hétérojonction entre deux semi-conducteurs.

Par contre, dans le cas des barrières larges et caractérisées par une énergie de barrière significative, presque toute l'énergie incidente sur les barrières – dans notre cas, l'énergie optique des photons qui s'échappent latéralement vers la périphérie du miroir - sera réfléchi arrière et confinée dans le puits à cristal photonique. Ce mécanisme de *recyclage* des photons dans le puits photonique est à la base d'une amélioration sensible du rendement de la réflectivité du miroir à cristal photonique.

Le confinement optique dans les guides d'onde diélectriques est obtenu avec un contraste d'indice optique positif entre le cœur du guide et le *cladding* : c'est la raison pour laquelle les fibres optiques ont toujours un cœur avec un indice plus élevé par rapport au revêtement extérieur de la structure.

Par contre, dans les hétérostructures à cristal photonique, le confinement diffractif des modes guidés dépend du signe, positif ou négatif, de la courbure en bord de bande de la n -ème surface de dispersion évaluée le long de la direction de transport orthogonal aux tiges silicium. En utilisant la terminologie de la physique de semi-conducteurs, on peut écrire la masse effective des photons qui se propagent perpendiculairement aux tiges silicium de la façon suivante [47] :

$$\frac{1}{m_{\perp}} = \frac{\partial^2 \omega_n^2(k_0)}{\partial^2 k_{\perp}^2}.$$

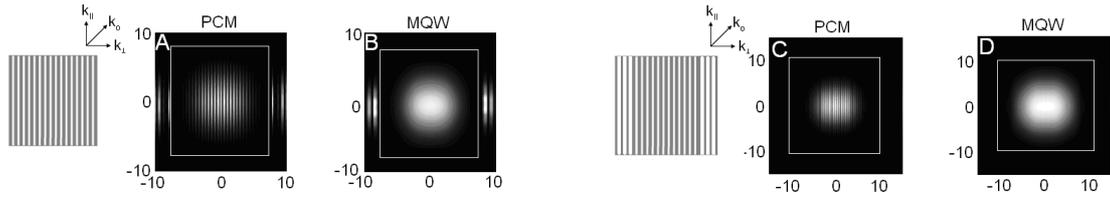


Figure 14-Champ proche calculé par la méthode FDTD 3-D du miroir à CP supérieur (a) et de la région active (b) dans des cavités 2.5-D avec des miroirs standards. La structure est ensuite comparée à la même cavité optique qui par contre utilise un miroir doté d'une double hétérostructure photonique (c), (d). Les dimensions du miroir sont définies par le carré blanc (coordonnées en μm), tandis que l'orientation des tiges silicium est reportée immédiatement à la gauche des figures du champ proche dans le miroir.

La courbure positive de la surface de dispersion le long du vecteur d'onde k_{\perp} [réf. Fig. 13(c)] implique que le confinement optique peut être obtenu si l'indice moyen du puits est supérieur à celui des barrières ($\Delta_0 > 0$), rendant nécessaire l'augmentation du facteur de remplissage en silicium dans le puits du cristal photonique. Par contre, $\Delta_0 < 0$ ($\Delta_0 > 0$) en présence d'une courbure positive (négative) de la surface de dispersion le long de k_{\perp} provoque un antiguidage des photons dans les puits du cristal photonique à double hétérostructure, et une perte du confinement des modes dans la cavité VCSEL. La physique du confinement quasi-3D des photons dans les miroirs dotés d'hétérostructures par rapport aux miroirs à CP 1-D standards est démontrée par des simulations FDTD 3-D illustrées en Fig. 14 et 15.

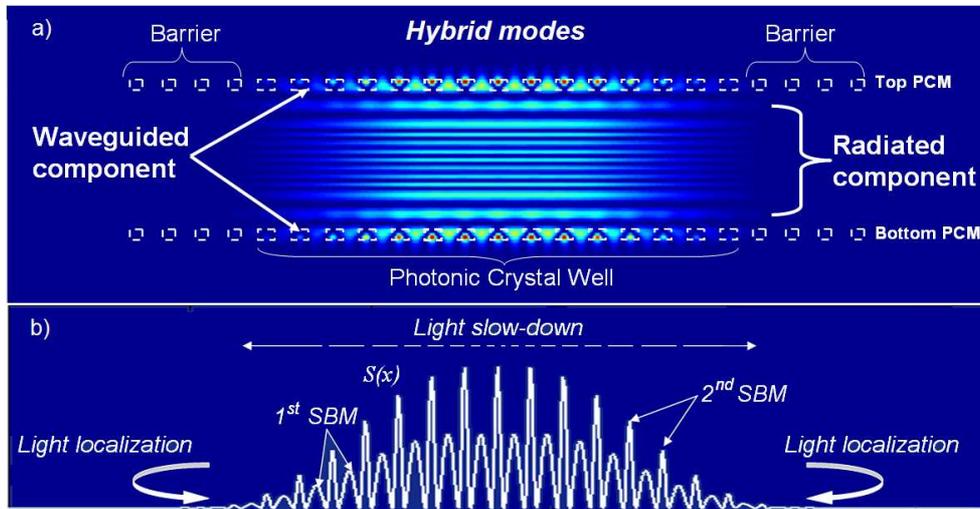


Figure 15-Intensité du champ électromagnétique dans des VCSEL à double CP bordés par l'hétérostructure calculée par la méthode FDTD 3-D. (a) Le mode hybride soutenu par les cavités VCSELs à double CP est partiellement rayonné entre les miroirs et guidé dans les cristaux photoniques. Les barrières définies par l'hétérostructure photonique localisent la partie guidée du mode optique dans le puits du CP, permettant donc une augmentation de l'énergie optique réémise en phase avec la composante rayonnée. (b) Combinaison entre localisation et ralentissement de la lumière dans les miroirs à CP bordés par des hétérostructures à la base du confinement optique quasi-3D du mode hybride obtenu. De plus, le profil transversal du mode dans les miroirs montre que les deux modes de Bloch lents sont bien excités [réf. Fig. 6(a)].

En ce qui concerne la sélection modale offerte par les miroirs à cristal photonique confinés par une hétérostructure, considérons deux modes latéraux en compétition ; le comportement monomode de la cavité VCSEL peut être évalué en ligne générale par le rapport de stabilité modale S :

$$S_{p'l'} = \frac{g_{p'l'} - g_{pl}}{g_{pl}},$$

où les indices p et l indiquent, respectivement, les ordres modaux vertical et horizontal, et g_{pl} représente le gain que le mode correspondant nécessite pour atteindre le seuil. Alternativement, la sélection modale de la cavité peut être estimée en première approximation en considérant la proportion entre les facteurs de qualité des modes en compétition, qui correspond au rapport entre l'énergie stockée dans la cavité et la puissance optique dissipée pour chaque mode latéral.

Afin d'aboutir à une comparaison précise sur la base des propriétés modales entre le dispositif utilisant les miroirs confinés par l'hétérostructure photonique par rapport aux miroirs à CP classiques, des simulations tridimensionnelles sont nécessaires. La méthode de calcul *ab initio* des différences finies dans le domaine temporel (en anglais, *finite-difference time-domain*, ou FDTD) est un outil puissant pour la conception et la simulation électromagnétique de dispositifs optiques, dont les cavités VCSEL. Différemment de la méthode RCWA, les techniques de simulation FDTD - qui permettent de résoudre des équations différentielles dépendantes du temps - opèrent une résolution directe des équations de Maxwell dans un domaine spatio-temporel fini. Les conditions au bord du domaine de simulation peuvent varier selon les besoins : soit une condition de périodicité de la structure, soit l'introduction d'une couche absorbante parfaitement adaptée (en anglais, *perfectly matched layer*, PML) peuvent être appliquées. La couche PML est une zone absorbante virtuelle pour les équations d'ondes, couramment utilisée pour tronquer les domaines de calcul dans les méthodes numériques de simulation de problèmes à frontières ouvertes comme la méthode FDTD. Dans notre cas, toutes les simulations FDTD 3-D de la cavité VCSEL ont utilisé la couche PML pour prendre en compte la troncature du domaine spatiale de calcul : cela permet d'évaluer l'effet important des pertes optiques aux bords de la structure, et donc, de bien adresser la problématique du confinement latéral du dispositif.

TABLE II
MODAL BEHAVIOR COMPARISON

Structure	Mode	Res. Wav.	Q
Ordinary PCM-VCSEL	TE ₀₀	1557.8 nm	8.3k
	TE ₀₁	1555.5 nm	2.3k
Heterostructure-confined PCM-VCSEL	TE ₀₀	1558.1 nm	60k
	TE ₀₁	1557.1 nm	10k

Longueur d'onde et facteur de qualité correspondant des modes d'une cavité VCSEL à double CP. La comparaison entre des miroirs standards et des réflecteurs bordés par une hétérostructure photonique ($\Delta_0 = 0,06$) montre l'impact considérable sur le confinement optique du mode hybride par le miroir à hétérostructure, qui résulte ensuite dans une augmentation du facteur de qualité du mode de presque un ordre de grandeur.

Dans la Table II on reporte les longueurs d'onde de résonance et les facteurs de qualité correspondants pour le mode transverse fondamental (TE₀₀) et pour le premier mode d'ordre supérieur (TE₀₁) pour un dispositif VCSEL à double cristal photonique de 15 μm de largeur : la comparaison est faite entre le dispositif doté de miroirs à CP avec l'hétérostructure et un dispositif tout à fait identique mais non confiné latéralement par les barrières. Les résultats confirment l'augmentation attendue du confinement latéral des modes optiques fournie par les miroirs à CP dotés d'hétérostructure par rapport aux CPs standards.

Cela peut être clairement évalué aussi sur la base des cartographies du champ proche des modes optiques illustrés en Fig. 14. Tout d'abord, les pertes latérales sont fortement anisotropes, exactement comme prévu par les surfaces de dispersion de modes de Bloch lents excités dans les miroirs à CP. Le taux de fuite des photons dans les miroirs selon la direction de transport orthogonale aux tiges silicium est significativement plus élevé (de plusieurs ordres de grandeur) par rapport aux pertes le long de tiges comme souligné en Fig. 14 (a).

Deuxièmement, la même cinétique de transport de photons est observée, à peu près, au niveau de la région active dans la composante Fabry-Pérot du mode hybride, dénotant donc comment les propriétés modales du mode hybride sont modelées par sa composante guidée dans les réflecteurs à CP 1-D.

Ensuite, les miroirs confinés par l'hétérostructure (Fig. 14 [c, d]) suppriment les pertes latérales, ce qui se traduit par une augmentation considérable du facteur de qualité du mode optique liée à la maximisation de la réflectivité modale fournie par le miroir. Le décalage vers le rouge observé dans les dispositifs utilisant des miroirs dotés d'hétérostructures est à attribuer simplement à la variation des conditions au bord de la section transversale de la cavité VCSEL.

Le confinement optique du mode hybride dans les architectures 2.5-D est donc réalisé par un double mécanisme illustré en Fig. 15:

- la lumière est ralenti dans les miroirs à CP ;
- la lumière est localisée par l'hétérostructure bordant le puits du CP.

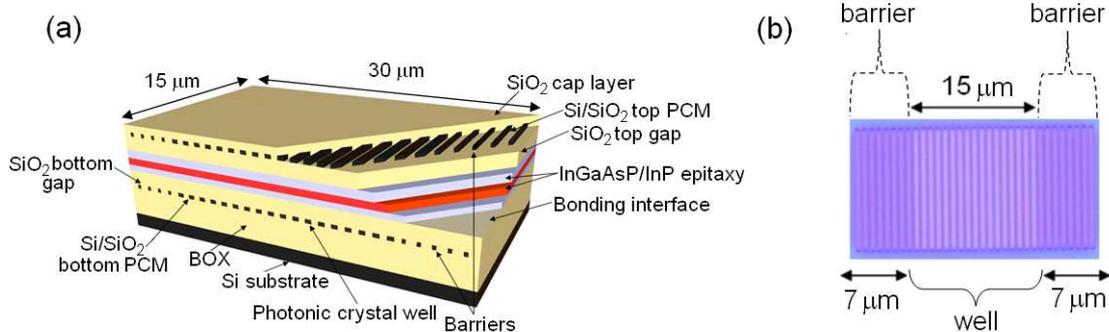


Figure 16-(a) Illustration schématique d'un VCSEL à double CP avec hétérostructure photonique pour le pompage optique. (b) Une image prise au microscope optique du miroir à CP inférieur doté d'une hétérostructure photonique. Les dimensions totales du miroir sont de $29 \mu\text{m} \times 15 \mu\text{m}$.

Selon ce principe nous avons conçu et fabriqué des micro-cavités VCSELs à double cristal photonique avec hétérostructure : une illustration schématique ainsi qu'une image réelle du miroir inférieur sont reportées en Fig. 16. Une vue en coupe du dispositif prise au microscope électronique est disponible dans l'article [51] à page 403.

Au travers de la méthode de calcul FDTD, on peut observer comment aussi le diagramme de rayonnement du composant VCSEL est modifié par l'insertion des barrières dans les miroirs à CP [réf. Fig. 17(e,h,m)]. Le diagramme de rayonnement du dispositif sans hétérostructure dans le miroir est caractérisé par la présence de deux lobes du premier ordre autour de $\pm 16^\circ$ d'ouverture angulaire, tandis que le lobe principal de l'émission très directive est contenu entre $\pm 8^\circ$. Par contre, le diagramme de rayonnement dispositif avec des miroirs à CP confinés par une hétérostructure montre un seul lobe d'émission en correspondance de l'ordre principal de 12° d'ouverture angulaire, grâce à la suppression de lobes d'ordre supérieur (l'augmentation de l'angle d'ouverture est liée au majeur confinement du champ électromagnétique dans la cavité par les hétérostructures). Ce phénomène trouve une possible explication dans l'amplification spectrale donnée par la présence de l'hétérostructure des harmoniques $\Gamma \pm 2k\pi/\Lambda$, avec k un entier, et Λ la période du cristal photonique, situées à l'intérieur du cône de la lumière par rapport à l'harmonique principale située en correspondance du point Γ (où $k=0$ au dessus du cône de la lumière).

Plus intuitivement, on peut penser que sont les fuites optiques latérales à générer les lobes supplémentaires dans les dispositifs sans hétérostructure ; tandis que l'introduction d'une barrière très efficace aux pertes optiques intrinsèques du miroir est à l'origine d'un diagramme de rayonnement avec un seul lobe. Comme terme de comparaison, la structure avec des barrières antiguidantes présente bien 4 lobes supplémentaires au fondamental dans le diagramme de rayonnement : cela représente une indication sur comment l'intensité des pertes optiques latérales en dehors de miroir déterminent le comportement du champ lointain de l'émission du VCSEL.

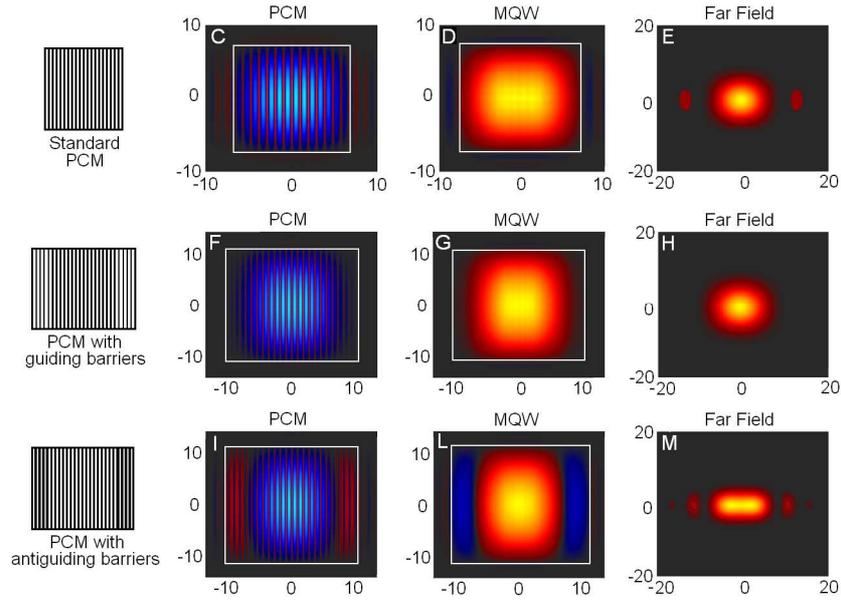


Figure 17-Simulation FDTD 3-D du mode fondamental TE_{00} dans une cavité VCSEL à double cristal photonique standard et une cavité bordée par des hétérostructures photoniques. Les cartographies du champ proche du mode évaluées dans le miroir à CP et dans la région active (coordonnées en μm) ainsi que le profil de champ lointain (coordonnées en degrés) sont montrées pour le dispositif sans barrières (c-e), avec barrières guidantes (f-h) et antiguidantes (i-m). Les dimensions du miroir sont définies par le carré blanc.

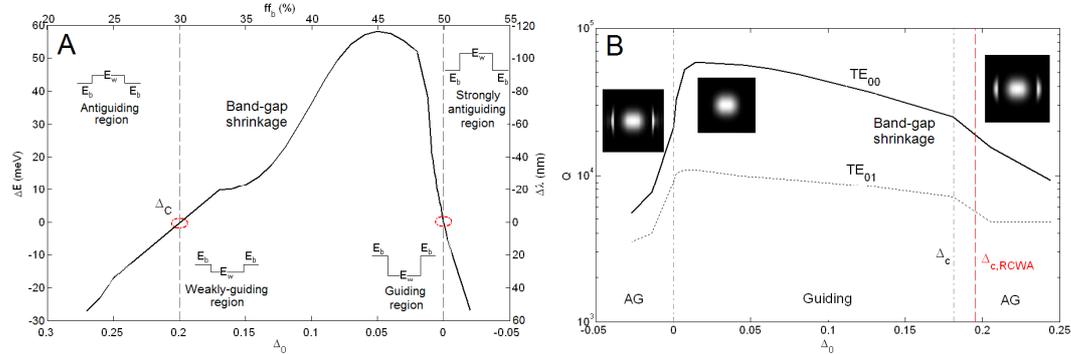


Figure 18-(a) Bande interdite de l'hétérostructure photonique calculée par la méthode RCWA en fonction de la perturbation Δ_0 . Au-delà du point critique Δ_c où la bande interdite disparaît, l'hétérostructure a une action antiguidante sur le mode optique. (b) Impact de la perturbation introduite par l'hétérostructure sur les propriétés modales du dispositif complet: les facteurs de qualités des modes principaux sont illustrés avec les champs proches du mode latéral fondamental évalués dans la région active.

Encore en référence à la Table II, on peut observer que la forte croissance du facteur de qualité n'est pas obtenue au détriment la sélectivité modale, mais, au contraire, renforce le rapport de suppression modale de la cavité. La raison à la base de ce phénomène peut être déduite de façon simple en introduisant dans notre modèle descriptif deux paramètres additionnels [Fig. 13(b)], notamment :

- le taux de tunneling des photons à travers des barrières ($1/\tau_b$) qui rend compte de l'efficacité de confinement latéral de la lumière par l'hétérostructure ;
- un deuxième terme ($1/\tau_d$) qui décrit les pertes per diffraction subies par les modes de cavité, pertes liées à la perturbation de l'indice effectif de la membrane à CP introduite par l'hétérostructure.

Par conséquent, on peut définir le facteur de qualité des différents modes latéraux de la façon suivante :

$$\frac{\omega_{pl}}{Q_{pl}} = \left(\frac{1}{\tau_v} + \frac{1}{\tau_b} + \frac{1}{\tau_d} \right)_{pl},$$

où τ_v fait référence aux pertes verticales à travers des miroirs à CP qui dépendent principalement de la position de la longueur d'onde du mode dans la bande passante (ou, en anglais, *stopband*) du réflecteur membranaire.

Plus précisément, l'augmentation du rendement de réflectivité du miroir obtenue par l'hétérostructure est intrinsèquement liée à la largeur de la bande passante créée par la perturbation introduite dans le cristal photonique. La décroissance exponentielle du champ dans les barrières donnée par la longueur de pénétration L_p est liée à l'hauteur de la barrière spectrale fournie par l'hétérostructure. On peut donc contrôler les pertes optiques en agissant sur l'épaisseur physique ainsi que sur la hauteur spectrale des barrières.

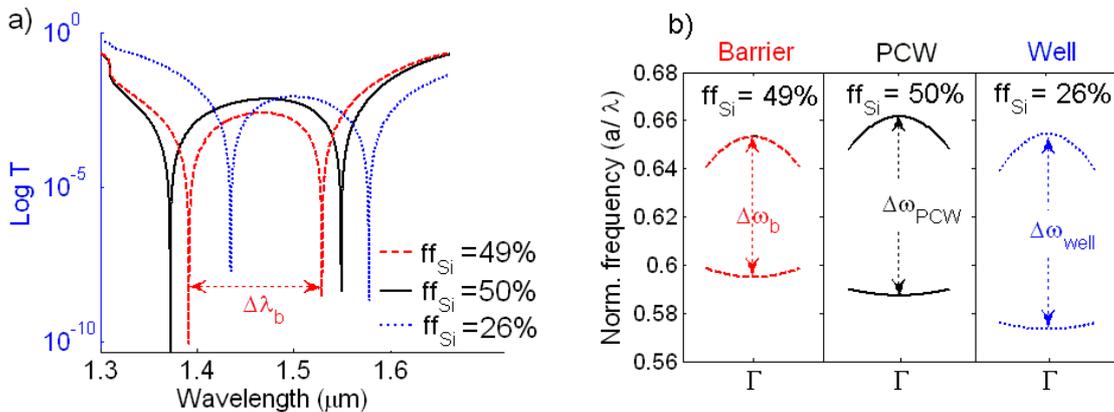


Figure 19-Propriétés modales du miroir à CP en fonction du facteur de remplissage en silicium. (a) Pics de transmittance des résonances modales guidées calculés par la méthode RCWA avec (b) les diagrammes de bande des modes de Bloch lents correspondants évalués au voisinage du point Γ . On peut noter comment une hétérostructure photonique fonctionne comme une barrière (ligne rouge pointillée) pour les modes dans le puits du CP (ligne noire solide) exclusivement quand les deux modes de la barrière sont distribués en fréquence comme indiqué dans la figure, c'est-à-dire, à l'intérieur de l'espace spectral $\Delta\omega_{PCW}$ délimités par les deux modes du puits du CP. Dans le cas où un entre les deux modes de Bloch lents sort de ladite bande interdite, l'hétérostructure se comporte comme un puits (ligne pointillée bleue), détruisant le mécanisme de localisation de la lumière.

Parallèlement à cela, les pertes optiques diffractées par l'hétérostructure régissent la sélectivité modale dans la cavité. En fait, le différent recouvrement spatial des modes latéraux avec le défaut introduit par les barrières dans les miroirs à CP est responsable du mécanisme de confinement latéral sélectif des modes, et agit donc comme un filtre sur les modes latéraux d'ordre supérieur. En particulier, le couplage vers les modes du continuum rayonné généré par la diffraction du mode optique sur les barrières du miroir est proportionnel au recouvrement entre ledit mode et la perturbation à la constante diélectrique introduite dans le CP membranaire par l'hétérostructure.

De plus, le recouvrement modal avec les barrières a un impact sur le taux de tunneling des photons : en effet, une extension spatiale importante du mode dans l'hétérostructure photonique génère une chute de la réflectivité du miroir, à cause d'un confinement optique latéral moins efficace. Il en résulte que les pertes latérales et diffractées subies par le mode fondamental sont beaucoup moins intenses par rapport aux modes d'ordre supérieur, qui exigent donc une puissance de seuil plus élevée pour atteindre le seuil de l'effet laser. Donc, la position des barrières régit le confinement optique sélectif, en introduisant une sélection modale efficace, robuste aux variations technologiques, et directement accessible par la simple définition lithographique des cristaux photoniques en phase de fabrication par des moyens de fabrication à large échelle typiques de la micro-nano-électronique.

La bande interdite de l'hétérostructure est évaluée en fonction de la perturbation Δ_0 [Fig. 18(a)] par la méthode RCWA.

En ligne générale, on peut distinguer quatre différentes régions d'opération :

1. une *région fortement antiguidante* pour $\Delta_0 < 0$;
2. une *région guidante* pour des faibles perturbations où la bande interdite s'élargit presque linéairement avec $\Delta_0 > 0$;
3. pour des perturbations croissantes, on peut observer une *région à faible guidage* générée par le rétrécissement de la bande interdite. Pour une certaine valeur critique de la perturbation (Δ_C), la bande interdite disparaît ; le confinement diffractif s'éteint et les photons peuvent se propager librement dans les barrières ;
4. pour $\Delta_0 > \Delta_C$ il y a une inversion des rôles entre barrières et puits, ce qui entraîne à nouveau un comportement *antiguide* sur le mode optique exercé par l'hétérostructure.

Le confinement diffractif des modes guidés dans le puits du miroir s'éteint pour une valeur critique de la perturbation $\Delta_C > 0$, et, pour $\Delta_0 > \Delta_C$, l'hétérostructure va exercer un comportement antiguidant sur le mode optique.

En effet, dans le cas d'une perturbation faible, le couplage entre les bandes du cristal photonique reste faible comme justement décrit dans [47] ; par contre, si $\Delta_0 > \Delta_C$ l'approximation de perturbation faible n'est plus valable et ne pourra pas être utilisée pour la description du phénomène physique du confinement optique dans le puits du miroir. En première approximation, suivant l'ampleur de la perturbation introduite dans

le profil de la constante diélectrique de l'hétérostructure, la modification correspondante de la structure de bande dans les barrières le long de la direction de transport perpendiculaire va déterminer le guidage ($\Delta E > 0$) ou l'antiguillage ($\Delta E < 0$) de l'hétérostructure sur le mode optique.

L'évaluation par la méthode FDTD 3-D des facteurs de qualité des modes latéraux (réf. Fig. 18[b]) soutenus par la structure est nécessaire pour une double raison, notamment :

1. pour estimer l'impact de l'hétérostructure photonique sur les propriétés modales du dispositif ;
2. pour valider la fiabilité de l'approximation faite lors du calcul de la bande interdite de l'hétérostructure par la méthode RCWA.

L'évolution de la bande interdite de l'hétérostructure montrée en Fig. 18(a) dénote un très bon accord avec la variation du facteur de qualité des différents modes en fonction de la perturbation de l'hétérostructure. Notamment, l'existence des régions d'opération guidantes, et faiblement guidantes, ainsi que des deux régions antiguidantes est pleinement confirmée. Plus précisément, tandis qu'une toute petite modulation de l'indice effectif de la membrane à CP par l'introduction des barrières est nécessaire pour le piégeage optique, par contre, pour des perturbations croissantes, l'effet combiné du rétrécissement de la bande interdite de l'hétérostructure d'un côté et la montée des pertes diffractées de l'autre, contribuent à la chute du facteur de qualité du mode hybride.

Au-delà du point où la bande interdite disparaît, les facteurs de qualité des tous les modes latéraux chutent significativement en raison de l'antiguillage introduit par l'hétérostructure lié à l'inversion des rôles entre puits et barrières quand $\Delta_0 > \Delta_C$ et $\Delta_0 < 0$. En autres mots, les photons peuvent se propager jusqu'au bord de la structure en raison de l'inversion de la bande interdite ($\Delta E < 0$): cela résulte dans une perte de confinement latéral de la composant guidée du mode hybride. Enfin, la petite divergence entre les différentes valeurs de Δ_C calculées par RCWA (ligne pointillée rouge) et FDTD 3-D (ligne pointillée grise) est attribuable à l'apparition des pertes diffractées qui cachent partiellement l'effet abrupt de la disparition du confinement latéral en correspondance avec le point $\Delta_0 \equiv \Delta_C$.

Toutefois, il faut rappeler que l'utilisation des hétérostructures photoniques dans des miroirs dont le plateau de réflectivité est généré par deux ou plusieurs résonances modales guidées, les barrières doivent être conçues de façon telle à confiner tous les modes de Bloch excités dans le miroir. Pour cela, il suffit de suivre la longueur d'onde des résonances modales guidées en fonction de l'architecture de l'hétérostructure et, en même temps, de prendre en compte la courbure spécifique en Γ du mode de Bloch lent correspondant. Comme illustré en Fig. 19, il en résulte que l'hétérostructure photonique fonctionne comme une barrière pour le mode hybride seulement dans le cas où les deux modes de Bloch sont confinés. Par contre, dans la variation de l'architecture de barrière les modes de Bloch sont soumis à un décalage vers le rouge ou vers le bleu. Si l'ampleur de ce décalage est suffisant pour positionner un seul des

modes de Bloch des barrières en dehors de l'offset de bande de référence des modes de Bloch dans le puits photonique, la barrière devient inefficace et, donc, l'hétérostructure a une action antiguidante sur le mode optique. Dans le cas où tous les deux modes de Bloch des barrières sont poussés en dehors de l'offset de bandes des modes du puits, la chute du facteur de qualité du mode hybride est drastique [36].

VI. Guidage et modulation optique sur puce

La cavité optique 2.5-D développée dans ce travail vise principalement la production d'une nouvelle génération de microlasers intégrés sur silicium intéressants à double titre :

- les sources VCSELS à double CP 1-D constituent une alternative valide et innovante aux sources VCSEL classiques existantes jusqu'à ce jour ;
- ces sources ultra-compactes peuvent fournir toute une série de fonctionnalités dans le contrôle de l'émission de la lumière dans l'espace libre ou, également, dans son guidage optique sur puce.

Compte tenu de ces deux objectifs principaux, la brique de base 2.5-D peut être utilisée pour implémenter toutes les fonctions nécessaires au traitement des signaux optiques sur puce, c'est-à-dire, l'amplification, la détection et, ainsi, la modulation de la lumière.

En ce qui concerne la modulation optique, la versatilité intrinsèque de la cavité 2.5-D permet différentes implémentations. Une modulation efficace caractérisée par une large bande passante au travers du courant d'injection peut être accomplie grâce à la compacité de la cavité optique ainsi qu'au confinement modal extrême conféré par les miroirs à CP dotés d'hétérostructures photoniques. Les résultats expérimentaux des premiers démonstrateurs à pompage optique présentés dans le chapitre suivant confirment en fait une large efficacité de l'émission laser à très faibles seuils dans des émetteurs ultra-compacts ($3\ \mu\text{m}$ d'épaisseur et $20\ \mu\text{m}$ de largeur), fournissant donc un argument solide pour le schéma de modulation directe.

Toutefois, différentes approches à la modulation peuvent être envisagées:

- la lumière se propageant dans un microguide en silicium ou issue de l'espace libre peut être couplée à la cavité 2.5-D, modulée pour être transférée vers l'espace libre ou, encore, dans un autre guide silicium, en agissant sur deux différents niveaux du silicium, comme par exemple, les deux miroirs à CP 1-D de la structure VCSEL. Dans cette configuration, la modulation du signal optique transféré est obtenue par la modulation électro-optique de l'indice d'un matériau électro-optique inséré à la place du milieu à gain du VCSEL (réf. Fig. 20);

Multi-level I/O communication capability

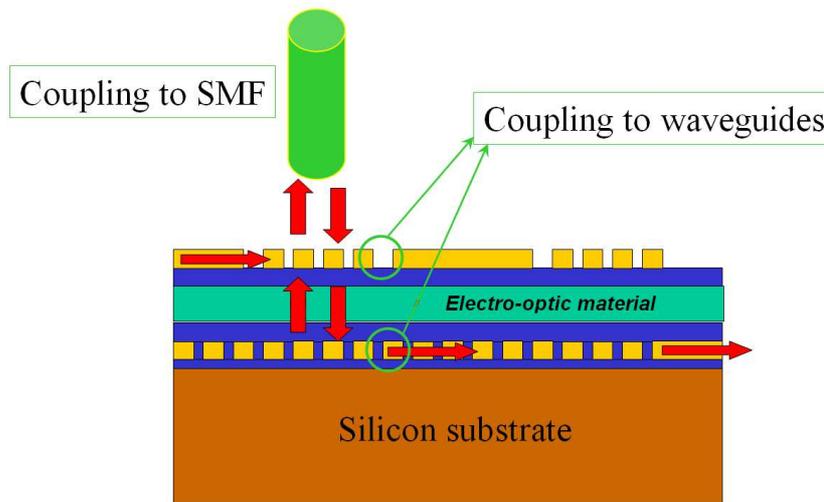


Figure 20-Schéma conceptuel de l'approche à double niveau pour la modulation électro-optique des signaux lumineux entre les deux cristaux photoniques membrinaires en silicium.

- la brique de base 2.5-D est insérée dans un modulateur de type Mach-Zehnder ;
- la brique de base est couplée à un guide silicium de façon à réduire le temps de séjour de photons dans le miroir à CP (τ_p) et, donc, permettant d'envisager un contrôle direct sur la fréquence de relaxation du dispositif (pour un majeur détail d'information, faire référence à la section §VI.C du présent paragraphe).

Pour toutes ces implémentations, le point clef est la réalisation d'un couplage efficace de la lumière entre la source laser 2.5-D et le guide silicium. A cet égard, un important travail de conception et modélisation a été développé, un travail qui a débouché dans des résultats prometteurs soutenus par des premiers résultats expérimentaux.

Dans le prochain paragraphe, nous présentons les concepts et les résultats principaux concernant la conception et la modélisation du coupleur de lumière par l'introduction dans le miroir supérieur d'un réseau partiellement gravé en vue de l'injection des photons dans un guide silicium coplanaire au miroir supérieur.

VI.A Conception du coupleur 2.5-D

Dans ce paragraphe, on fournit une vue d'ensemble sur la conception et l'optimisation du couplage de la cavité VCSEL à double CP aux microguides silicium. Le schéma de couplage au centre de l'activité de conception, modélisation, et ainsi caractérisation est illustré schématiquement en Fig. 21. Le couplage de la lumière émise de la cavité 2.5-D dans le microguide en silicium a été obtenu par l'introduction d'un réseau réalisé sur une tige du miroir à CP supérieur. Le guide est simplement l'extension de la tige silicium au-delà de la frontière du miroir, tandis que, comme première approche à la problématique du guidage optique sur puce, le coupleur est réalisé à partir de la gravure complète d'un réseau de couplage sur une des tiges du miroir à CP supérieur.

De plus, la position spatiale du coupleur par rapport à la distribution de la composante guidée du mode optique hybride dans le miroir supérieur doit être optimisée afin

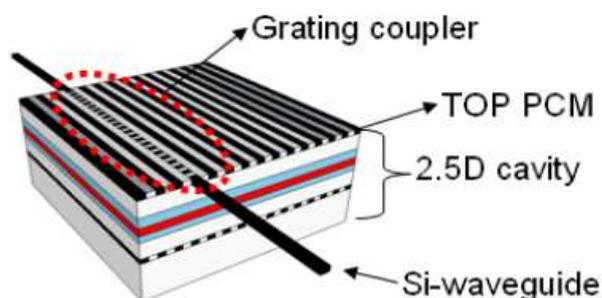


Figure 21-Vue schématique de la brique de base pour la modulation/guidage optique sur puce. Dans une première approche à la problématique du guidage optique sur puce, le coupleur est réalisé par la gravure complète (jusqu'à la couche SiO_2 supérieure) d'une des tiges en silicium du miroir à CP supérieur ((top PCM), dans cette première approche.

d'aboutir à un recouvrement spatial efficace entre le mode optique du VCSEL et le mode fondamental du guide silicium.

De plus, la période du réseau ainsi que son facteur de remplissage sont des paramètres à optimiser pour assurer un bon *phase-matching* du vecteur d'onde entre les photons du miroir et la lumière injectée dans le mode fondamental du guide silicium.

La conception et l'optimisation du schéma de couplage ont été évaluées par la méthode de calcul FDTD tridimensionnelle avec condition aux bords de type « PML », ou *perfectly matching layers*. Afin de trouver la bonne période du réseau pour aboutir à un couplage efficace entre le mode optique fondamentale TE_{00} et le mode du guide, on a tout d'abord déterminé l'indice effectif du guide silicium avec les caractéristiques géométriques suivantes : 450 nm de largeur et 300 nm d'épaisseur. Il est évident que le *phase matching* est directement lié à la période du réseau de couplage, tandis que l'ingénierie de taux de couplage dépend du facteur de remplissage du réseau ainsi que du recouvrement spatiale entre le mode hybride de la cavité 2.5-D par rapport à la position de la tige choisie pour la réalisation du couplage. Or, si l'indice effectif du guide est de 2.55 environ pour un mode de cavité qui lase entre 1.55 μm et 1.6 μm : le réseau sera caractérisé par une période de 630 nm environ, avec un facteur de remplissage de 50%, ce qui permet d'introduire une perturbation suffisante pour injecter des photons de manière efficace dans le guide silicium.

L'évolution du facteur de qualité du mode hybride de la cavité 2.5-D couplée au guide silicium en fonction de la position du réseau sur le miroir supérieur est montrée en Fig. 21(a). Selon ces résultats obtenus par la méthode de calcul FDTD tridimensionnelle, on voit comme ce schéma de couplage impose un compromis entre le recouvrement spatiale entre les deux modes – c'est-à-dire le mode hybride de cavité et le mode fondamental du guide en Si – et le facteur de qualité du mode hybride. En effet, un couplage trop fort entre les deux modes peut entraîner une chute drastique du facteur de qualité de la résonance principale du laser en raison du couplage diffractif du

mode hybride au continuum rayonné induit par le grating, et donc compromettre le régime d'émission faible seuil recherché avec ces structures. Pour cette raison, un facteur de qualité limite de 10000 est visé pour garantir en même temps :

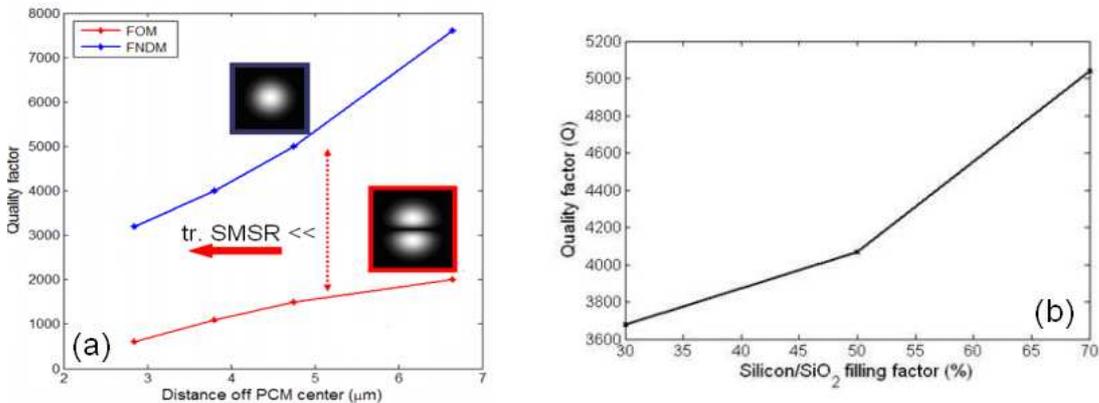


Figure 22-(a) Facteur de qualité du résonateur couplé en fonction de la distance du coupleur du centre géométrique du miroir supérieur (c'est-à-dire, du maximum d'intensité du mode latéral fondamental TE_{00}); (b) facteur de qualité du mode fondamental en fonction du facteur de remplissage : les pertes optiques diffractées sont réduites lorsqu'on utilise un remplissage en silicium plus important.

- la faible consommation de la brique de base et, par conséquent, une gestion plus simple des problématiques de dissipation thermique;
- un couplage au guide efficace, sans perturber de façon excessive le mode optique hybride de la structure.

En Fig. 22(b) on montre l'évolution du facteur de qualité et du rapport de suppression modale entre les premiers deux modes latéraux (TE_{00} et TE_{01}) en fonction du facteur de remplissage en silicium du coupleur et de sa position dans le miroir à CP dépourvu d'hétérostructure. On peut noter comme un facteur de remplissage en silicium plus faible favorise les pertes optiques diffractées vers le continuum rayonné : cela implique qu'il faut préférer des facteurs de remplissage supérieur ou égal à 50%.

Toutefois, les facteurs de qualité montrés en Fig. 21(b) du mode hybride sont encore trop faibles pour garantir un fonctionnement correct du microlaser et un rendement de fabrication (nombre des lasers qui fonctionnent sur l'ensemble des dispositifs fabriqués) acceptable. De plus, si le coupleur est déplacé progressivement du centre vers la périphérie du miroir, le recouvrement spatial entre les deux modes- du guide et de la cavité optique – chute rapidement, à détriment de l'efficacité du couplage.

Les miroirs dotés d'hétérostructure permettent par contre dans ce contexte d'augmenter sensiblement les facteurs de qualité du mode hybride, et donc de relaxer, au moins partiellement, les contraintes sur la position du coupleur, qui peut être mis au centre du miroir à CP, favorisant le recouvrement spatial entre mode hybride et mode du guide. De plus, afin de minimiser les pertes optiques diffractées par le coupleur vers

le continuum rayonné, on a envisagé la réalisation d'un réseau de couplage bien que gravé le long de toute sa profondeur, mais partiellement gravé latéralement comme montré en fig. 23 et fig. 24. Il est en fait préférable de réaliser un réseau avec relativement faible corrugation et placé au maximum du champ du mode hybride, c'est-à-dire réalisé sur une tige proche du centre du miroir. De telle façon, on favorise ainsi le couplage entre le mode guidé et le mode hybride et on minimise les pertes par diffraction vers le continuum rayonné. Le but est donc d'accéder à des rendements de couplage plus élevés, tout en gardant un bon confinement optique du mode hybride et des seuils laser raisonnablement faibles.

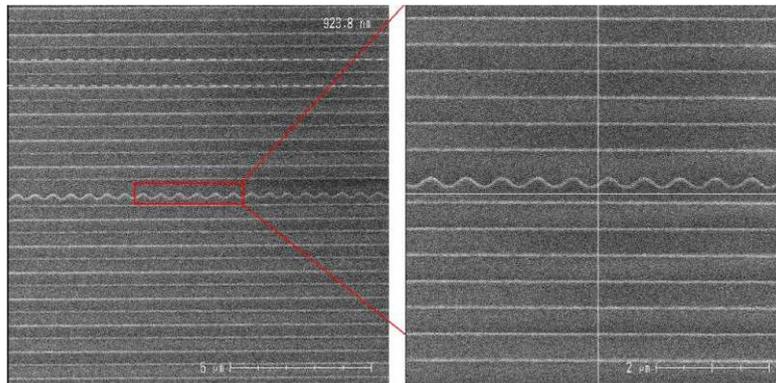


Figure 23-Vues au microscope électronique du réseau de couplage caractérisé par une gravure partielle latérale, afin de réduire les pertes optique diffractées en dehors du plan du miroir. De plus, le coupleur est situé au centre de la structure pour améliorer le recouvrement spatial entre le mode hybride et le mode fondamental du guide en silicium.

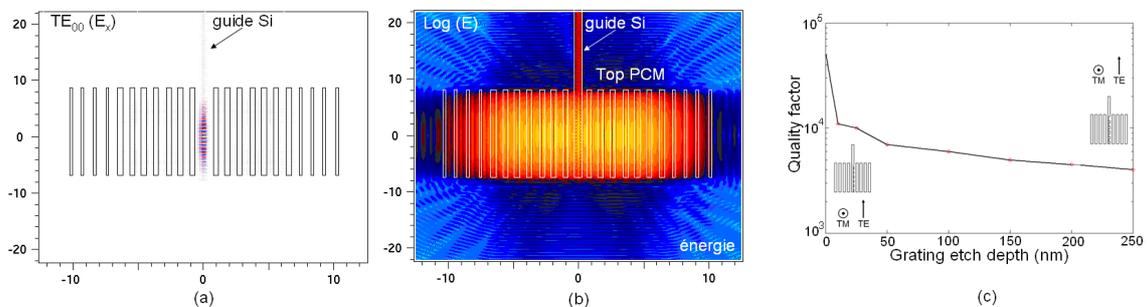


Figure 24-(a) Calcul FDTD 3-D de la composante faible du champ électromagnétique E_x et du logarithme de l'énergie (b) du mode optique TE_{00} : on peut noter comme les photons sont bien couplés au guide en silicium. (c) Facteur de qualité du mode hybride de la cavité 2.5-D en fonction de la gravure (en nm) latérale du réseau de couplage : une gravure latérale du coupleur de 200 nm permet de viser des taux de couplage intéressants (>10%) tout en gardant un seuil faible du composant garanti par des facteurs de qualité au-dessus de 10000.

La fabrication et les résultats de la caractérisation des microlasers VCSEL à double CP dotés d'hétérostructure et couplés aux microguides silicium par un réseau de couplage partiellement gravé latéralement sont montrés, respectivement, dans les paragraphes concernant la fabrication et la caractérisation dans le chapitre IV du manuscrit.

VI.B Autres schémas de couplage

Bien qu'intéressant du point de vue conceptuel, et d'architecture élégante, le schéma de couplage qui utilise le réseau de couplage précédemment décrit, souffre d'un rendement de couplage faible de 10% environ dans le meilleur cas. La raison est liée aux pertes optiques diffractées induites par le coupleur vers l'espace libre, étant donnée la présence naturelle des composantes de Fourier du mode guidé au-dessus du cône de la lumière.

Cela implique la recherche de schémas de couplage alternatifs, où la composante guidée du mode hybride dans le miroir à CP est pleinement utilisée, en visant des processus de couplage qui ont lieu au-dessous de la ligne de la lumière, minimisant donc les pertes optiques vers le continuum rayonné.

Un premier schéma de couplage/modulation qui utilise un taper inversé dans le miroir à CP supérieur est illustré en Fig. 25. La lumière peut être couplée au guide en traversant le cristal photonique de façon plutôt efficace par un taper inversé, visant donc une faible perturbation du mode optique hybride de cavité. Ce schéma de couplage montre deux avantages :

- la perturbation du mode fondamental est réalisée de façon à préserver un facteur de qualité du mode hybride élevé (plusieurs dizaines de milliers) ;
- l'efficacité de couplage, selon les estimations préliminaires, est autour de 20%.

Cela signifie que l'architecture du taper inversé peut être proposée comme une alternative valable et fiable pour le couplage et la modulation de la lumière dans les structures laser 2.5-D.

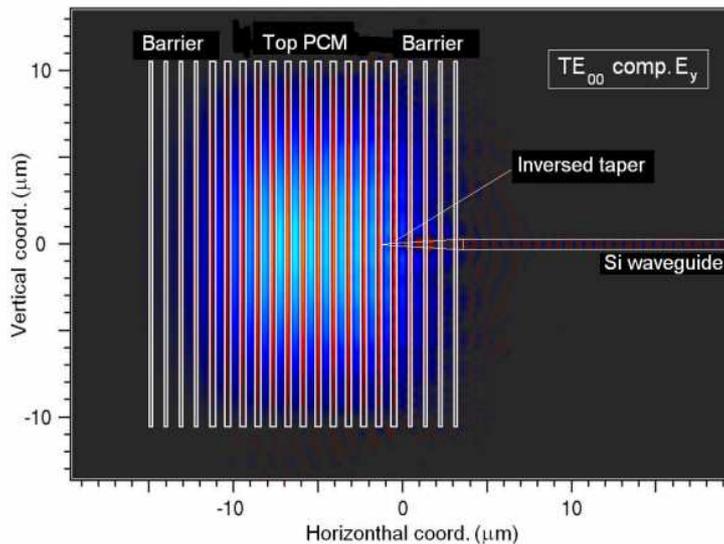


Figure 25-Composante forte E_y du champ électrique du mode fondamental TE_{00} obtenue par calcul FDTD 3-D. Bien qu'introduisant des pertes, le couplage par le taper inversé permet d'atteindre des rendements de couplage plus élevés (15-20%) par rapport à la solution du réseau de couplage précédemment montrée.

Une deuxième solution de couplage qui vise la réduction des pertes optiques diffractées vers l'espace libre est illustrée en Fig. 26. Le couplage entre le mode hybride de la cavité 2.5-D et le guide silicium est accompli par couplage évanescent dans le même plan du miroir à CP, et donc sans rajouter un niveau technologique supplémentaire. Les rendements de couplage concernant cette dernière solution sont à ce jour en cours d'étude.

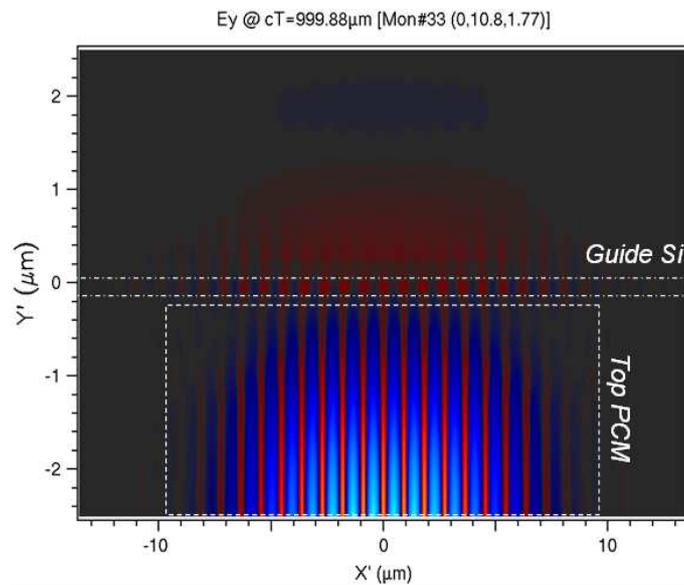


Figure 26-Couplage évanescent latéral au guide silicium (cartographie de champ du mode hybride fondamental TE_{00}). La distance entre le miroir supérieur et le guide est de 100 nm.

VI.C Modulation

Les structures VCSEL classiques – confinées verticalement par un couple de réflecteurs DBR – sont intrinsèquement bien adaptées à la modulation directe à haute vitesse. Essentiellement, cela est lié à la compacité du volume optique du dispositif, ce qui permet d'atteindre le régime d'émission stimulé à des valeurs de seuils très faibles et, aussi, de pouvoir maîtriser à volonté le temps de vie des photons dans la cavité VCSEL. Tous ces paramètres ont un impact direct sur la fréquence de relaxation du laser et donc sur la bande passante du dispositif. A cet égard, Westbergh *et al.* [50], ont réalisé un VCSEL émettant à 850 nm capable de transmettre l'information à 40 Gb/s. Des telles vitesses de modulation ne sont pas à ce jour accessibles aux VCSELs émettant dans les bandes télécom du proche infrarouge (bande C+L) : cela est lié au faible confinement des photons dans la cavité fourni par les miroirs DBRs multicouche classiques très épais, obtenus par croissance épitaxiale monolithique avec les matériaux de la filière InP.

La compacité extrême des cavités VCSELs à double CP permet un confinement quasi-3D du mode optique : de cette manière, les contraintes typiques de la fabrication monolithique des VCSELs de la filière InP peuvent être contournées efficacement. Cela

est confirmé par les très faibles seuils d'opération laser démontrés dans la caractérisation des premiers démonstrateurs à pompage optique (réf. chapitre IV), donc dotant cette nouvelle génération de VCSELs de la possibilité d'accéder à des bandes passantes élevées. De plus, le couplage à un ou plusieurs guides en silicium permet de contrôler à volonté le facteur de qualité du mode optique hybride de la cavité 2.5-D, et donc de maîtriser le temps de vie des photons dans la cavité et, par conséquent, la fréquence de relaxation et la bande passante du laser.

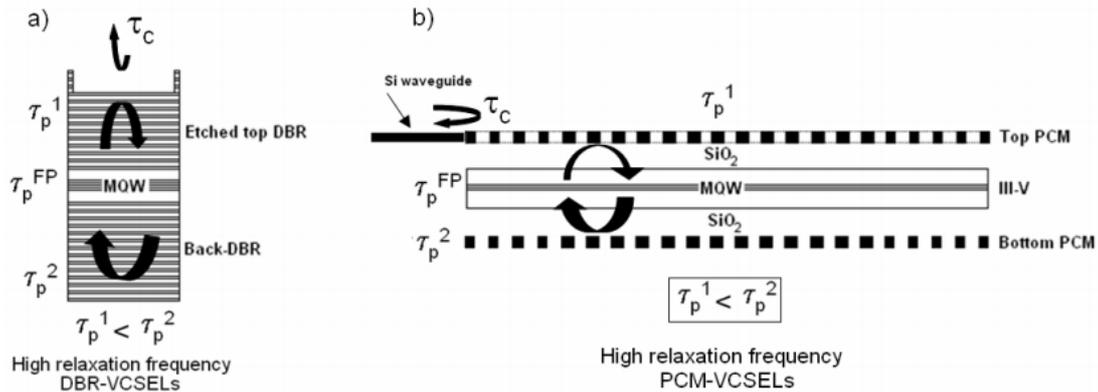


Figure 27-a) Schéma pour la modulation directe à haute vitesse des VCSELs classiques à double DBR. Le miroir supérieur a été gravé pour réduire le temps de vie de photons (τ_p^1) dans le miroir supérieur, permettant donc d'augmenter la fréquence de relaxation. b) Le même approche peut être envisagée dans le VCSEL à double CP couplés à un guide silicium au niveau du miroir supérieur. Le temps de vie des photons dans le miroir supérieur (τ_p^1) peut être maîtrisé à volonté par le réglage du taux de couplage évanescente (τ_c) au guide.

VI.D Conclusions

La brique de base 2.5-D fournit un confinement quasi-3D du mode optique très efficace, qui résulte dans des valeurs de seuil très faibles grâce à l'augmentation considérable du facteur de qualité du mode hybride dans les dispositifs dotés d'hétérostructures photoniques. Par conséquent, un couplage efficace de la lumière émise par le dispositif dans le guide silicium peut être accompli par des schémas de couplage à faible perturbation, afin de minimiser les pertes optiques diffractées dans l'espace. Pour cette raison, le schéma de couplage évanescent entre les modes de Bloch du miroir et le mode fondamental du guide silicium est le meilleur candidat pour aboutir au guidage optique sur puce.

En ce qui concerne la modulation, l'utilisation de la capacité intrinsèque des sources de type VCSEL d'atteindre des hautes vitesses de modulation permet de concevoir une brique de base où la source et le modulateur sont intégrés, visant donc une architecture compacte pour des performances ultimes. En conclusion, la génération des signaux optiques, leur modulation, ainsi que le guidage sur puce peuvent être accomplis en même temps par le même dispositif.

Références

- [1] Letter from James Gregory to John Collins, dated 13 May 1673. Reprinted in: “*Correspondence of Scientific Men of the Seventeenth Century....*,” ed. Stephen Jordan Rigaud, vol. 2, pp. 251–255, Oxford, England, [Oxford University Press](#), 1841. See especially page 254. Available online at: [Books.Google.com](#)
- [2] R. W. Wood, “On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum,” *Philos. Mag.*, vol. 4, pp. 396-402, 1902.
- [3] Lord Rayleigh, “Note on the remarkable case of diffraction spectra described by Prof. Wood,” *Philos. Mag.*, vol. 14, pp. 60–65, 1907.
- [4] A. Hessel and A. A. Onliner, “A new theory of Wood's anomalies on optical gratings,” *Appl. Opt.*, vol. 10, pp. 1275-1297, 1965.
- [5] E. Yablonovitch, “Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, pp. 2059–2062, 1987.
- [6] S. Boutami, Thèse de doctorat, “Microcavités optiques verticales à base de cristaux photoniques membranaires,” Ecole Centrale de Lyon, 2008.
- [7] L. Ferrier, Thèse de doctorat, “Micro-nano-structures à base de cristaux photoniques pour le contrôle 3D de la lumière,” Ecole Centrale de Lyon, 2008.
- [8] B. Ben Bakir, Thèse de doctorat, “Structures photoniques 2.5D et ingénierie de modes électromagnétiques pour la réalisation de microlasers à émission par la surface,” Ecole Centrale de Lyon, 2007.
- [9] P. Viktorovitch, B. Ben Bakir, S. Boutami, J.-L. Leclercq, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, C. Seassal, M. Zussy, L. Di Cioccio, and J.-M. Fedeli, “3D harnessing of light with 2.5D photonic crystals,” *Laser & Photon. Rev.*, vol. 4, pp. 401–413, 2010.
- [10] W. Hofmann, P. Moser, P. Wolf, A. Mutig, M. Kroh, and D. Bimberg, “44 Gb/s VCSEL for optical interconnects,” *Optical Fiber Communication Conference and Exposition (OFC/NFOEC), 2011 and the National Fiber Optic Engineers Conference*, pp. 1-3, Mar. 2011.
- [11] M.-C. Amann, and W. Hoffmann, “InP-based long-wavelength VCSELs and VCSEL arrays,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 15, pp. 861-868, Apr. 2009.
- [12] A. Syrbu, A. Mircea, A. Mereuta, A. Caliman, C.-A. Berseth, G. Suruceanu, V. Iakovlev, M. Achtenhagen, A. Rudra, and E. Kapon, “1.5-mW single-mode operation of wafer-fused 1550-nm VCSELs,” *IEEE, Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 5, pp. 1230-1232, May 2004.
- [13] W. Hofmann, E. Wong, G. Böhm, M. Ortsiefer, N. H. Zhu, M.-C. Amann, “1.55- μ m VCSEL arrays for high-bandwidth WDM-PONs,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 20, no. 4, pp. 291-293, Feb. 2008.
- [14] G. T. Reed, “The optical age of silicon,” *Nature*, vol. 427, pp. 595–596, 2004.
- [15] B. Ben Bakir, A. Descos, N. Olivier, D. Bordel, P. Grosse, E. Augendre, L. Fulbert, and J.-M. Fedeli, “Electrically driven hybrid Si/III-V Fabry-Pérot lasers based on adiabatic mode transformers,” *Opt. Exp.*, vol. 19, no. 11, pp. 10317–10325, 2011.
- [16] F. Mandorlo, P. Rojo-Romeo, X. Letartre, R. Orobtcouk, and P. Viktorovitch, “Compact modulated and tunable microdisk laser using vertical coupling and a feedback loop,” *Opt. Exp.*, 18, pp.19612-19625, 2010.
- [17] A. Mereuta, G. Suruceanu, A. Caliman, V. Iakovlev, A. Sirbu, and E. Kapon, “10-Gb/s and 10-km error-free transmission up to 100°C with 1.3- μ m wavelength wafer-fused VCSELs,” *Opt. Exp.*, vol. 17, no. 15, pp 12981-12986, Jul. 2009.
- [18] W. Hofmann, M. Müller, A. Nadtochiy, C. Meltzer, A. Mutig, G. Böhm, J. Roskopf, D. Bimberg, M.-C. Amann, and C. Chang-Hasnain, “22 Gb/s long wavelength VCSELs,” *Opt. Exp.*, vol. 17, no. 20, pp. 17547-17553, 2009.
- [19] J. Gustavsson, Å. Haglund, J. Vukušić, J. Bengtsson, P. Jedrasik, and A. Larsson, “Efficient and individually controllable mechanisms for mode and polarization selection in VCSELs, based on a common, localized, sub-wavelength surface grating,” *Opt. Exp.*, vol. 13, pp. 6626–6634, 2005.

- [20] P. Debernardi, J. M. Ostermann, M. Feneberg, C. Jalics, and R. Michalzick, "Reliable polarization control of VCSELs through monolithically integrated surface gratings: a comparative theoretical and experimental study," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 11, no. 1, pp. 107-116, Feb. 2005.
- [21] M. C. Y. Huang, Y. Zhou, and C. J. Chang-Hasnain, "A surface-emitting laser incorporating a high-index-contrast subwavelength grating," *Nat. Photonics*, vol. 1, pp. 119-122, 2007.
- [22] S. Boutami, B. Ben Bakir, J.-L. Leclercq, and P. Viktorovitch, "Compact and polarization controlled 1.55- μm vertical-cavity surface-emitting laser using single-layer photonic crystal mirror," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, pp. 071105(3), Jul. 2007.
- [23] W. Hofmann, C. Chase, M. Muller, Y. Rao, C. Grasse, G. Böhm, M.-C. Amann, and C. Chang-Hasnain, "Long-wavelength high-contrast grating vertical-cavity surface-emitting laser," *IEEE Phot. J.*, vol. 2, no. 3, pp. 415-422, Jun. 2010.
- [24] C. Sciancalepore, B. Ben Bakir, X. Letartre, J. Harduin, N. Olivier, C. Seassal, J.-M. Fedeli, and P. Viktorovitch, "CMOS-compatible ultra-compact 1.55- μm emitting VCSEL using double photonic crystal mirrors," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 24, no. 6, pp. 455-457, Dec. 2011.
- [25] C. Sciancalepore, B. Ben Bakir, X. Letartre, N. Olivier, D. Bordel, C. Seassal, P. Rojo-Romeo, P. Regreny, J.-M. Fedeli, and P. Viktorovitch, "CMOS-compatible integration of III-V VCSELs based on double photonic crystal reflectors," *Group IV Photonics (GFP), 2011 8th IEEE International Conference on*, pp. 205-207, Sep. 2011.
- [26] H. Hattori, X. Letartre, C. Seassal, P. Rojo-Romeo, J. Leclercq, and P. Viktorovitch, "Analysis of hybrid photonic crystal vertical cavity surface emitting lasers," *Opt. Exp.*, vol. 11, 1799-1808, 2003.
- [27] X. Letartre, J. Mouette, J.-L. Leclercq, P. Rojo-Romeo, C. Seassal, and P. Viktorovitch, "Switching devices with spatial and spectral resolution combining photonic crystal and MOEMS structures," *IEEE J. Lightw. Technol.*, vol. 21, pp. 1691-1699, 2003.
- [28] S. Boutami, B. Ben Bakir, H. Hattori, X. Letartre, J.-L. Leclercq, P. Rojo-Romeo, M. Garrigues, C. Seassal, and P. Viktorovitch, "Broadband and compact 2-D photonic crystal reflectors with controllable polarization dependence," *Phot. Technol. Lett.*, vol. 18, no. 7, pp. 835-837, Avr. 2006.
- [29] S. Boutami, B. Ben Bakir, J.-L. Leclercq, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, M. Garrigues, P. Viktorovitch, I. Sagnes, L. Legratiet, and M. Strassner, "Highly selective and compact tunable MOEMS photonic crystal Fabry-Perot filter," *Opt. Exp.* vol. 14, no. 8, pp. 3129-3137, 2006.
- [30] Y. Ding, and R. Magnusson, "Resonant leaky-mode spectral-band engineering and device applications," *Opt. Exp.*, vol. 12, pp. 5661-5674, 2004.
- [31] R. Magnusson, and M. Shokooh-Saremi, "Physical basis for wideband resonant reflectors," *Opt. Exp.*, vol. 16, no. 5, pp. 3456-3462, 2008.
- [32] F. Lu, F. G. Sedgwick, V. Karagodsky, C. Chase, and C. J. Chang-Hasnain, "Planar high-numerical-aperture low-loss focusing reflectors and lenses using subwavelength high contrast gratings," *Opt. Exp.*, 18, pp. 12606-12614, 2010.
- [33] P. Viktorovitch, B. Ben Bakir, S. Boutami, J.-L. Leclercq, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, C. Seassal, M. Zussy, L. Di Cioccio, and J.-M. Fedeli, "3D harnessing of light with 2.5D photonic crystals," *Laser & Photon. Rev.*, vol. 4, pp. 401-413, 2010.
- [34] V. Karagodsky, F. G. Sedgwick, and C. J. Chang-Hasnain, "Theoretical analysis of subwavelength high contrast grating reflectors," *Opt. Exp.*, vol. 18, no. 16, pp. 16973-16988, 2010.
- [35] S. Boutami, B. Ben Bakir, X. Letartre, J.-L. Leclercq, and P. Viktorovitch, "Photonic crystal slab mirrors for an ultimate vertical and lateral confinement of light in vertical Fabry Perot cavities," *Proc. SPIE*, vol. 6989, 69890V, 2008.
- [36] C. Sciancalepore, B. Ben Bakir, X. Letartre, J.-M. Fedeli, N. Olivier, D. Bordel, C. Seassal, P. Rojo-Romeo, P. Regreny, and P. Viktorovitch, "Quasi-3D light confinement in double photonic crystal reflectors VCSELs for CMOS-compatible integration," *IEEE J. of Lightw. Technol.*, vol. 29, no. 13, pp. 2015-2024, Jul. 2011.
- [37] M. G. Moharam, Eric B. Grann, Drew A. Pommet, and T. K. Gaylord, "Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 12, pp. 1068-1076, 1995.
- [38] K. Sakoda, "Symmetry, degeneracy, and uncoupled modes in two-dimensional photonic lattices," *Phys. Rev. B*, vol. 52, pp. 7982-7986, 1995.

- [39] P. Viktorovitch, C. Sciancalepore, T. Benyattou, B. Ben Bakir, X. Letartre, "Surface addressable photonic crystal membrane resonators: generic enablers for 3D harnessing of light," *Photonic West 2012*, San Francisco, CA, USA, 2012.
- [40] J. M. Pottage, E. Silvestre, and P. St. J. Russel, "Vertical-cavity surface-emitting resonances in photonic crystal films", *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 18, pp. 442-447, Feb. 2001.
- [41] J. Mouette, C. Seassal, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, J.-L. Leclercq, P. Regreny, P. Viktorovitch, E. Jalaguier, P. Perreau, H. Moriceau, "Low threshold, room temperature vertical emitting laser based on an InP two-dimensional photonic crystal," *Electron. Lett.*, vol. 39, pp. 526, 2003.
- [42] C. Cojocar, F. Raineri, P. Monnier, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, A. Levenson, R. Raj, "Ultrafast dynamics of the third-order nonlinear response in a two-dimensional InP-based photonic crystal," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, pp. 1880, 2004.
- [43] V. Karagodsky, F. G. Sedgwick, and C. J. Chang-Hasnain, "Theoretical analysis of subwavelength high contrast grating reflectors," *Opt. Exp.*, 18, pp. 16973-16988, 2010.
- [44] B. Ben Bakir, S. Boutami, C. Seassal, X. Letartre, J.-L. Leclercq, P. Viktorovitch, M. Zussy, L. Di Cioccio, and J.-M. Fedeli, "Control of mode volume and radiation dynamics of a slow-light-mode in a quasi-3D photonic crystal configuration," *Proc. SPIE*, vol. 6989, 69890M, 2008.
- [45] B. S. Song, S. Noda, T. Asano, and Y. Akahane, "Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity," *Nature Materials*, vol. 4, pp. 207-210, 2005.
- [46] L. Ferrier, P. Rojo-Romeo, E. Drouard, X. Letartre, and P. Viktorovitch, "Slow Bloch mode confinement in 2D photonic crystals for surface operating devices," *Opt. Exp.*, vol. 16, pp. 3136-3145, 2008.
- [47] M. Charbonneau-Lefort, E. Istrate, M. Allard, J. Poon, and E. H. Sargent, "Photonic crystal heterostructures: waveguiding phenomena and methods of solution in an envelope function picture," *Phys. Rev. B*, vol. 65, pp. 125318-7, 2002.
- [48] E. Istrate, and E. H. Sargent, "Photonic crystal heterostructures and interfaces," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 78, pp. 455-481, 2006.
- [49] E. Istrate, and E. H. Sargent, "Photonic crystal heterostructures – resonant tunneling, waveguides and filters," *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol. 4, pp. S242-S246, 2002.
- [50] P. Westbergh, J. S. Gustavsson, B. Kogel, A. Haglund, A. Larsson, A. Mutig, A. Nadochiy, D. Bimberg, A. Joel, "40 Gbit/s error-free operation of oxide-confined 850 nm VCSEL," *Electronics Letters*, vol. 46, pp. 1014-1016, 2010.
- [51] C. Sciancalepore, B. Ben Bakir, C. Seassal, X. Letartre, J. Harduin, N. Olivier, J.M. Fedeli, P. Viktorovitch, "Thermal, modal and polarization features of double photonic crystal vertical-cavity surface-emitting lasers", *IEEE Photonics Journal*, vol. 04, no. 02, pp. 399 - 410, April 2012.

-Chapitre IV-

Fabrication et caractérisation des VCSELs à double cristal photonique

I. Introduction	103
II. Fabrication CMOS-compatible des sources VCSEL à double cristal photonique	104
II.A - Conception de la région active et collage moléculaire.....	111
II.B - Etapes technologiques complémentaires pour démonstrateurs à pompage électrique.....	119
III. Caractérisation optique des microlasers à double cristal photonique	125
III.A - Mesures par photoluminescence de la cinétique de transport des photons dans les miroirs CP 1-D.....	125
III.B - Performances optiques et thermiques des dispositifs laser	127
III.B-1 - Performances thermiques.....	129
III.B-2 - Confinement optique et contrôle modal.....	130
III.B-3 - Test préliminaires sur le couplage	133

I. Introduction

La fabrication et la caractérisation des micro-sources laser à semiconducteur intégrables sur silicium comme outils de réalisation et validation des nombreux concepts théoriques développés dans les chapitres précédents représentent le point focal de la thèse.

De plus, pouvoir obtenir des dispositifs performants en utilisant une technologie collective à bas coût pour la fabrication des composants optoélectroniques à large échelle constitue un point clef dans la perspective de répondre aux besoins de la production industrielle.

En ligne générale, presque tous les dispositifs-démonstrateurs typiques de la recherche scientifique sont réalisés selon une approche essentiellement basée sur le prototypage. Par exemple, la lithographie à faisceau électronique reste la technique de définition privilégiée des cristaux photoniques membranaires 1-D et 2-D utilisés comme miroirs dans les cavités type VCSELs des précédentes réalisations. Si la validation des concepts théoriques et des architectures innovantes est possible par le prototypage, toutefois, ce dernier ne permet pas une véritable évaluation de la robustesse de la brique de base vis-à-vis de la variation des paramètres technologiques typique de la fabrication de composants à large échelle et donc, entraîne l'impossibilité d'évaluer la fiabilité des nouveaux mécanismes physiques exploités dans le cadre d'un développement futur de type industriel du dispositif.

Par conséquent, les cavités VCSEL à double cristal photonique présentées dans le chapitre précédent ont été fabriquées en utilisant *exclusivement* des outils de fabrication de grande diffusion typiques de la micro-nano-électronique CMOS. En outre, des plaques SOI (acronyme anglais de *semiconductor on insulator*) de 200 mm de diamètre ont été utilisées comme substrats aux différentes étapes technologiques.

Avant d'entrer dans le détail de la fabrication CMOS-compatible à 200 mm, il faut souligner que le paragraphe suivant vise une présentation plutôt brève et concise des étapes technologiques en fournissant exclusivement les informations nécessaires à la compréhension de l'architecture de fabrication. En fait, bien que les étapes de gravure, lithographie, et dépôt ainsi que la rédaction du cahier de charges aient été conçues et suivies par le candidat sur la plateforme technologique du Leti à Grenoble, la réalisation effective des celles-ci a été implémentée par les techniciens-ingénieurs autorisés à l'utilisation des outils de fabrication. En outre, en ce qui concerne la technique du collage moléculaire utilisée pour reporter les couches III-V pour l'amplification optique sur le silicium micro-nano-structurés des plaques SOI, il faut rappeler que la technologie est objet de brevets du Leti, et donc non accessible au candidat présent sur le site du Leti en qualité de personnel extérieur non permanent. Donc, les détails et aspects intrinsèquement liés à cette technologie ne pourront pas *objectivement* être fournis dans cette présentation.

II. Fabrication CMOS-compatible des sources VCSEL à double cristal photonique

Dans ce paragraphe on fournira les éléments essentiels à la compréhension des étapes technologiques nécessaires à la fabrication des sources type VCSEL CMOS-compatible à double cristal photonique intégrées sur silicium micro-nano-structuré.

Les démonstrateurs conçus et développés pendant la thèse prévoient deux schémas de pompage :

- tout d'abord optique, comme confirmation de la fiabilité de l'architecture photonique envisagée ;
- un deuxième démonstrateur à pompage électrique, afin d'obtenir un dispositif dont les performances optiques soient compatibles avec la technologie de fabrication existante pour la gravure des couches III-V et les étapes pour la prise de contacts sur la structure.

Le *process-flow* technologique concernant les étapes de fabrication communes avec deux schémas de pompage (optique et électrique) est schématisé et résumé Fig. 1.

Les substrats de départ utilisés sont des plaques SOI de 200 mm de diamètre, avec 340 nm d'épaisseur pour la couche en silicium superficielle et 2 μm d'oxyde localisé (en anglais, *buried oxide* ou BOX) entre la couche superficielle et le substrat en silicium.

Après un contrôle standard d'entrée filière accompli pour écarter les plaques SOI avec une couche d'oxyde natif d'épaisseur supérieure à 5 nm, la première étape consiste dans l'oxydation thermique de la couche superficielle en silicium afin d'atteindre l'épaisseur finale visée de 287 nm environ, définie dans le cahier de charges comme paramètre critique pour le fonctionnement du dispositif. La tolérance dans l'épaisseur visée est de ± 5 nm, tandis que l'oxyde créé de 118 nm environ servira de masque dur pour la gravure optimisée du cristal photonique inférieur. L'épaisseur de la couche d'oxyde natif à la surface du silicium a été estimée inférieure à 2 nm.

Une fois la bonne épaisseur de la couche en silicium obtenue, une résine *ad hoc* de 570 nm d'épaisseur pour la lithographie DUV à 248 nm de longueur d'onde (acronyme anglais de *deep ultraviolet lithography*) est déposée sur l'ensemble de la plaque SOI par dessus le masque dur en silice. La géométrie du miroir à CP inférieur doit être transférée par lithographie DUV sur la résine déposée par un réticule (masque) qui contient les 3 niveaux photoniques de la structure VCSELS, et notamment :

1. le niveau *BOTMIR* pour le miroir inférieur ;
2. le niveau *TOPMIR* pour le miroir à CP supérieur ;
3. le dernier niveau photonique *FCOUP* pour l'insertion optique de la lumière sur puce par un réseau de couplage du miroir supérieur dans un μ -guide d'onde en silicium.

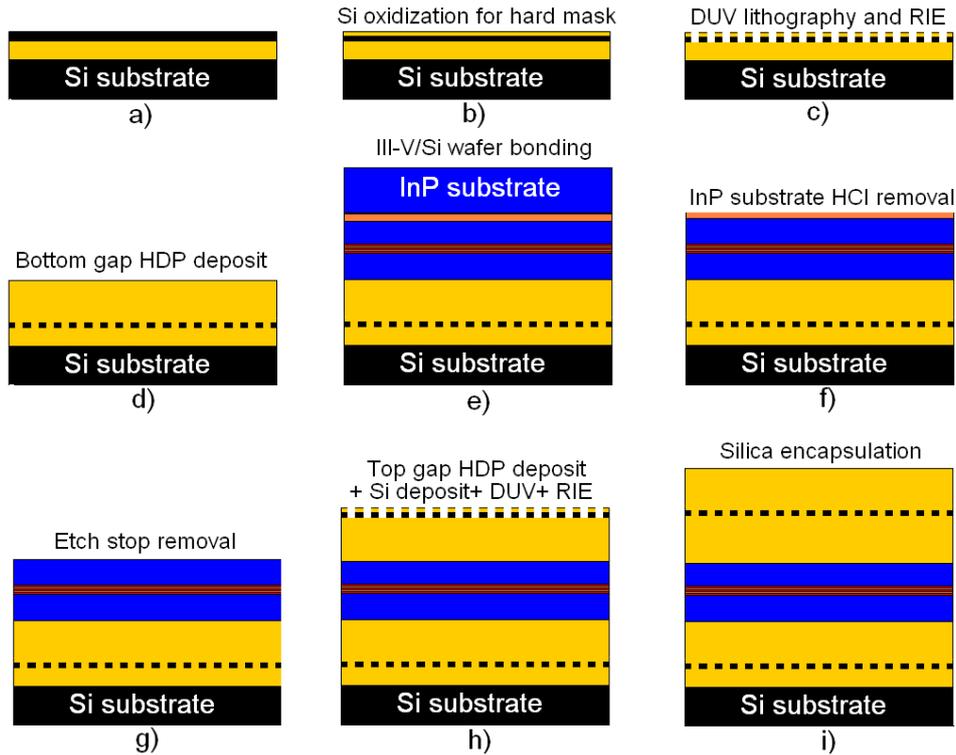


Figure 1- Sommaire des étapes technologiques principales suivies pour la réalisation des VCSELs à double CP hétérointégrés sur silicium par collage moléculaire. (a) Plaque SOI de 200 mm; (b) oxydation thermique silicium pour masque dur; (c) lithographie DUV et gravure sèche type RIE à grand taux d'ouverture; (d) dépôt gap inférieur en silice par HDP (acronyme anglais de high density plasma); (e) collage sur Si micro-nano-structuré des épitaxies III-V sur substrats InP par collage moléculaire pleine-plaque; (f, g) retrait substrat et couche sacrificielle de l'empilement III-V ; (h) dépôt du gap en silice (HDP) et miroir supérieur en silicium amorphe, lithographie DUV et gravure du miroir; (i) dépôt d'une couche d'encapsulation de la structure photonique de 500 nm d'épaisseur environ.

Le schéma du masque DUV pour le trois niveaux photoniques est montré Fig. 2. L'architecture du masque a été conçue de façon à introduire une faible variation des paramètres planaires des cristaux photoniques afin d'étudier la robustesse de l'architecture de la brique de base vis-à-vis de toute variation de paramètres technologiques pendant la fabrication. En bref, si on considère la largeur des tiges silicium comme un paramètre critique pour le fonctionnement du dispositif, au cas où un décalage intervient entre la valeur visée du facteur de remplissage et la largeur réelle des tiges du miroir, la distribution sur une matrice de presque 200 miroirs différents caractérisés par une variation faible des architectures membranaire permet d'adresser cette problématique. Concrètement, la variation a été appliquée (réf. Fig. 14) sur :

1. la période du cristal photonique : deux périodes supplémentaires, respectivement, à 900 nm et 920 nm en plus de la période nominale visée de 910 nm ont été rajoutées.
2. La largeur des tiges silicium. Le facteur de remplissage en silicium à été espacé linéairement sur l'intervalle $\Delta_f = 45\% - 55\%$ avec un pas de 1%.

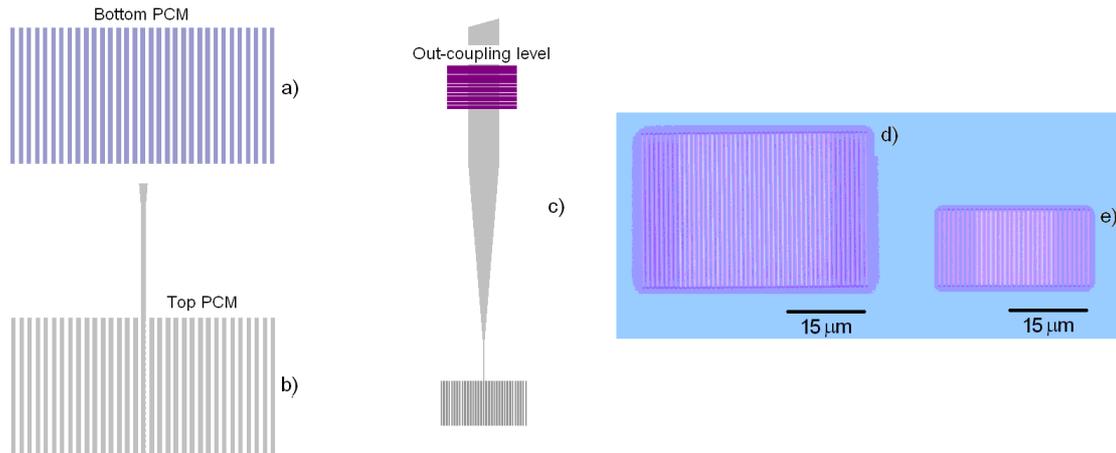


Figure 2-Différents niveaux du masque pour la lithographie DUV et définition des cristaux photoniques inférieur (a) et supérieur (b), ainsi que du niveau d'insertion optique de la lumière à un guide silicium par réseau de couplage (c). Les images au microscope optique montrent les deux tailles différentes envisagées de cristaux photoniques confinés par hétérostructure (d), (e).

3. en ce qui concerne les dimensions des miroirs, deux différentes tailles du CP ont été prévues ayant comme objectif l'estimation de l'effet des pertes optiques latérales et diffractées sur le comportement modal des dispositifs, ainsi que sur les valeurs de seuil.

De cette façon, on peut jouer sur un intervalle dimensionnel des paramètres de l'architecture du cristal photonique plutôt élargi mais bien visé, ce qui permet d'évaluer la flexibilité de la structure par rapport aux aléas de la fabrication, ainsi qu'une maximisation des chances de succès pour le fonctionnement global du premier démonstrateur. A cet égard, une simulation de la réponse spectrale du CP membranaire en fonction d'une variation forte des paramètres de l'architecture photonique obtenue par la méthode RCWA est montrée en Fig. 3. En effet, la cartographie de réflectivité nous donne un outil puissant pour améliorer le rendement de fabrication, c'est-à-dire, la quantité de dispositifs qui fonctionnent sur l'ensemble des composants fabriqués. Cela implique une forte réduction dans les coûts de production par composant, en considérant qu'une réflectivité modale de 99.4% représente la limite critique inférieure communément respectée pour viser un fonctionnement du microlaser de type VCSEL à faible seuil. En conclusion, la conception du miroir à cristal photonique est déterminante pour la robustesse du composant vis-à-vis des variations des paramètres technologiques.

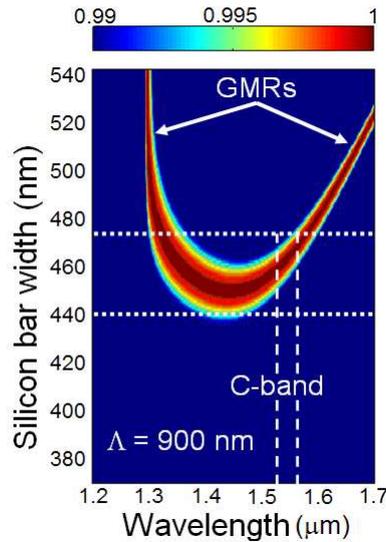


Figure 3-Cartographie de réflectivité du miroir à CP avec une période Λ de 900 nm. On peut noter comment la variation de la largeur de tiges silicium (entre 47 et 53 % de facteur de remplissage) entraîne un changement de la réflectivité maximale offerte par le CP dans l'intervalle spectral d'intérêt de la bande C (1530 nm - 1565 nm).

Après la lithographie DUV et le développement de la résine, un contrôle dimensionnel est effectué sur l'ensemble de la plaque au microscope électronique afin d'assurer une correspondance acceptable entre la taille des motifs définis sur plaques et ceux-ci du réticule.

Une fois le contrôle dimensionnel réalisé, les motifs sont transférés dans le masque dur de SiO_2 par gravure sèche (SiH_4) avec arrêt sur la couche de Si cristallin, et la résine encore présente éventuellement sur la plaque est enlevée par *stripping* (retrait). La géométrie du miroir inférieur est transférée dans la couche de Si cristallin par gravure sèche à fort taux d'ouverture à base de HBr (bromure d'hydrogène). Enfin, le retrait de polymères est accompli par voie chimique (HF 1%).

Le contrôle de la rugosité des tiges ainsi que de la pente des flancs de gravure sont essentiels afin d'assurer un bon rendement de réflectivité du miroir à cristal photonique : à titre d'exemple, avec les mêmes outils technologiques, des micro-guides silicium ont été fabriqués et présentent une rugosité de surface très faible, capable d'offrir un facteur d'atténuation dans la propagation du mode optique guidé des μ -guide de l'ordre de 3-4 dB/cm. En ce qui concerne la pente des tiges silicium, on montre une section du miroir inférieur Fig. 4 : des angles d'ouverture supérieure très proche de la verticale (88°) ont été obtenus pendant le premier essai de fabrication.

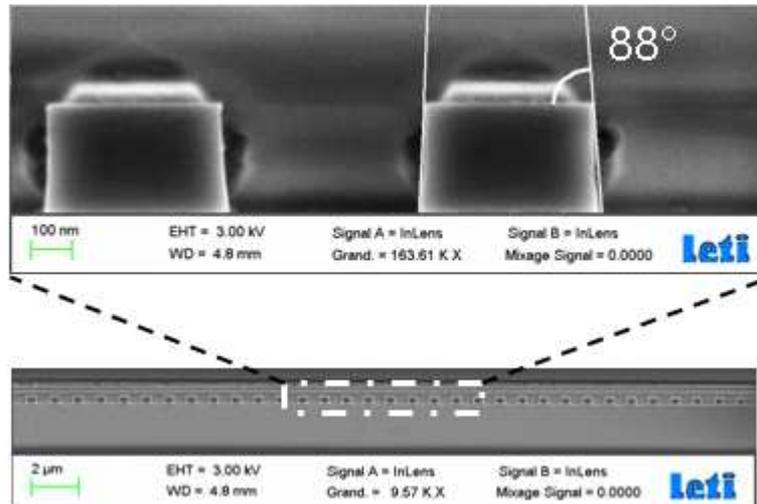


Figure 4-Vue en section au microscope électronique du miroir à CP inférieure. La silice déposée autour des tiges silicium a été gravée par voie chimique (HF 1% pour 1 minute) pour permettre un meilleur contraste du silicium au microscope. Des angles d'ouverture des presque 90° ont été obtenues, soulignant la qualité technologique élevée des procédés de fabrication ad hoc pour la gravure du silicium.

Un deuxième contrôle dimensionnel est mis en place après la gravure des tiges pour confirmer que les paramètres principaux de l'architecture membranaire du miroir à CP sont respectés. Ensuite, une couche de SiO₂ de 1.1 μm environ est déposée sur l'ensemble de la plaque par dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma de type HDP (acronyme anglais de *high density plasma*) à la température de 400 °C. Une épaisseur finale de la couche de SiO₂ de 300 nm est visée par l'utilisation de la méthode du polissage chimique et mécanique (en anglais, *chemical mechanical polishing* ou CMP) : cette étape sert à assurer que la couche de SiO₂ soit plane sur l'ensemble de la plaque SOI micro-nano-structurée, afin d'éviter toute réplique sur les couches supérieures de la structure des motifs du cristal photonique en silicium. L'épaisseur finale de la couche de silice de 900 nm est obtenue en rajoutant 600 nm d'oxyde de silicium par un plasma oxygène-argon à partir de tétraéthoxysilane (TEOS) comme précurseur.

Un dernier contrôle dimensionnel prend place à la fin du dépôt du gap inférieur en silice de la cavité optique qui précède l'étape critique du collage des couches III-V sur la couche de silice. Ce contrôle a pour but d'identifier la variation bidimensionnelle d'épaisseur des couches du miroir (Si cristallin) et du gap inférieur (silice) afin de déterminer les régions plus appropriées pour le collage. Il s'agit de chercher les zones où les épaisseurs réelles de silice et silicium correspondent aux dimensions nominales définies pendant la conception, visant ainsi un rendement de fabrication plus élevé (nombre de dispositifs fonctionnant rapporté l'ensemble des composants fabriqués). La cartographie 2-D de ces épaisseurs ont été obtenues par ellipsométrie (réf. Fig. 5). En conclusion, il faut souligner comment les procédés de fabrication utilisés font l'objet d'une amélioration continue qui vise une exposition mineure aux variations des paramètres technologiques pendant les étapes de dépôt et gravure des couches, fournissant donc une plateforme

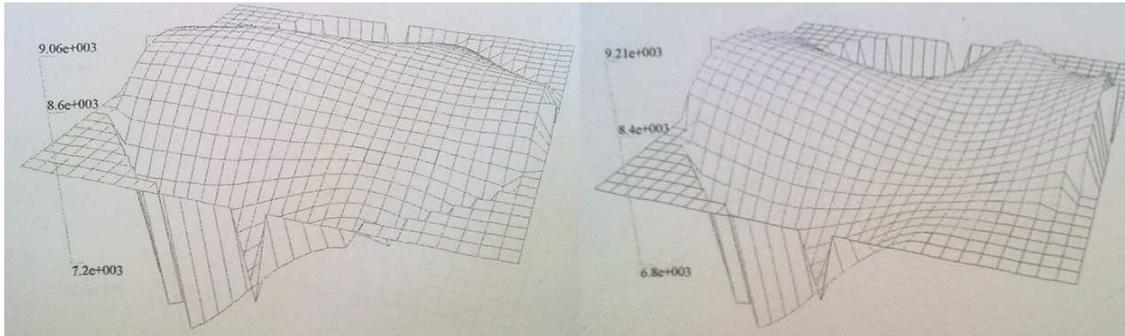


Figure 5- Cartographies de l'épaisseur de la couche de silice inférieure sur deux plaques différentes SOI de 200 mm. La déviation standard concernant la variation de l'épaisseur sur l'ensemble de la surface de la plaque est comprise entre 3% et 5%. La cartographie est essentielle pour bien localiser les régions de la plaque où l'épaisseur de la couche SiO₂ varie très lentement en vue de leur sélection pour le collage moléculaire des couches III-V. De cette manière, on peut mieux contrôler l'épaisseur optique de la cavité et, donc, le décalage de la longueur d'onde d'émission du microlaser par rapport à la résonance visée en phase de conception du dispositif.

de fabrication plus robuste et prometteuse vis-à-vis de l'objectif d'une hausse du rendement de fabrication.

Comme présenté dans le chapitre précédent dédié à la conception des sources laser de type VCSEL à double cristal photonique, l'introduction des hétérostructures (ou, plus simplement, des barrières) fournit un levier supplémentaire pour la réduction du seuil laser et pour un contrôle modal amélioré du dispositif.

Pour vérifier la conformité des prévisions théoriques concernant la cinétique du transport de la lumière dans les miroirs à CP 1-D, on a décidé d'introduire des architectures d'hétérostructure photonique différentes dans les réflecteurs, afin d'aboutir à une comparaison fondée entre la théorie et les résultats expérimentaux obtenus sur des dispositifs réels.

Comme illustré figure 6, trois différentes architectures des barrières ont été réalisées pour le miroir à CP 1-D de taille, respectivement, de 15 μm et 30 μm de largeur, notamment :

- barrières abruptes à faible saut de facteur de remplissage (dispositif de classe A) ;
- barrières abruptes à fort saut de facteur de remplissage (dispositif de classe B) ;
- barrières linéaires à fort saut de facteur de remplissage (dispositif de classe C) ;

Les *offsets* de bande des hétérostructures entre le puits photonique et la barrière ont été évalués au point de symétrie Γ par la méthode de calcul RCWA. Ces offsets sont quantifiés et illustrés figure 6 : 57.1 meV pour les barrières abruptes à fort saut de facteur de remplissage (6% de différence entre facteur de remplissage du puits et de la barrière du CP) et 54 meV pour les hétérostructures à faible saut de facteur de remplissage (3% de saut de facteur de remplissage). On souligne à nouveau comme les miroirs à CP confinés par les hétérostructures sont réalisés par des moyens de

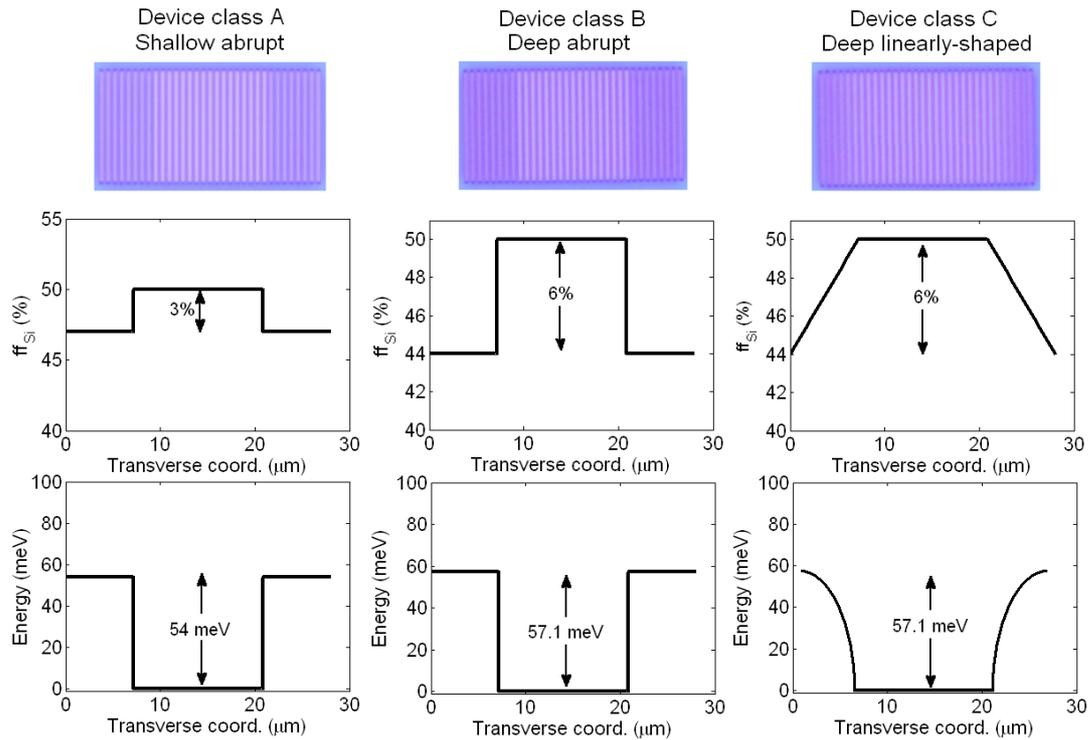


Figure 6 – Image au microscope optique des différentes architectures du miroir à CP Si/SiO₂. La variation correspondante du facteur de remplissage des tiges en silicium et de l'offset de bande entre le puits photonique et les barrières selon la section transversale (perpendiculaire aux tiges) est montrée. Une classe de dispositif différente pour chaque architecture est définie et marquée par les lettres A, B, et C.

fabrication collective à l'échelle de la plaque de 200 mm, par une simple étape de lithographie et gravure. Aucun procédé technologique supplémentaire n'est donc nécessaire pour doter les dispositifs avec des propriétés de confinement optique et contrôle modal sensiblement améliorées, visant des composants laser très performants tout en gardant le paradigme de la fabrication à très large échelle et bas cout.

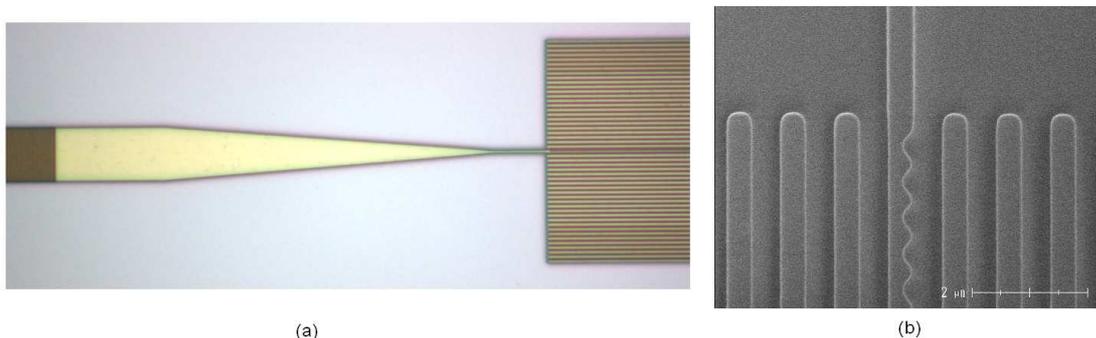


Figure 7-(a) Image au microscope optique du niveau silicium supérieur avec un réseau de couplage partiellement gravé sur une tige au centre du miroir. La lumière est ensuite couplée par un « taper » linéaire et un réseau de sortie à une fibre optique pour la collection du signal d'émission laser provenant de la source VCSEL. (b) Détail du réseau de couplage pris au microscope électronique : on peut voir la gravure partielle de 200 nm environ, c'est-à-dire presque à la limite de résolution de la lithographie DUV à 248 nm.

Un troisième niveau de lithographie et gravure du silicium a été rajouté pour la réalisation des architectures de couplage et guidage optique sur puce. Plus précisément, le réseau de couplage a été fabriqué par une gravure latérale partielle d'une des tiges silicium au centre du miroir à CP supérieur ; la lumière est ensuite couplée vers un « taper » linéaire qui se termine par un réseau de couplage à une fibre comme décrit dans le premier chapitre du manuscrit. Une vue de dessous des dispositifs couplés aux microguides et aux réseaux de sortie pour le couplage aux fibres est montrée en Fig. 7.

II.A Conception de la région active et collage moléculaire

Le collage moléculaire des couches actives III-V pour l'amplification optique est au cœur de la fabrication des microsources III-V intégrables sur silicium. L'état de l'art du collage moléculaire développé au CEA-Leti permet de reporter des empilements épitaxiaux III-V sur silice avec des rendements de collage qui sont désormais près du 100%, dans l'esprit d'une véritable fabrication à très large échelle et bas coût par composant.

Dans notre cas, le collage moléculaire est accompli à basse température (200°C environ) pour permettre un contrôle du dégazage des couches inférieures en silice et le maintien des propriétés d'amplification optique du matériau à gain utilisé. De plus, pour aboutir à un collage efficace visant des rendements de fabrication élevés, certaines conditions doivent être respectées pour exercer un fort contrôle sur la qualité du collage III-V sur Si, et notamment :

- faible rugosité superficielle des plaques SOI micro-nano-structurées ($RMS < 5 \text{ \AA}$) ainsi que des plaques III-V caractérisées par une courbure inférieure à $10 \mu\text{m}$ sur plaques de 2" ;
- qualité du substrat et de l'épitaxie élevées (fort impact sur le rendement de collage) ;
- contrôle strict sur la contamination de carbone à l'interface de collage ;
- absence de particules à l'interface de collage.

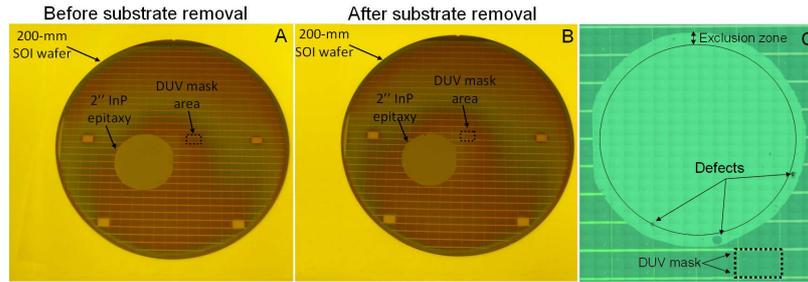


Figure 8-Photos des plaques 2 pouces III-V collées sur des plaques SOI de 200 mm micro-nano-structurées (cristaux photoniques du niveau inférieur) avant (a) et après (b) le collage moléculaire III-V/SiO₂. (c) Images au microscope optique montrant les défauts de collage présent presque exclusivement dans la région périphérique (en anglais, wafer exclusion zone) de la plaque III-V.

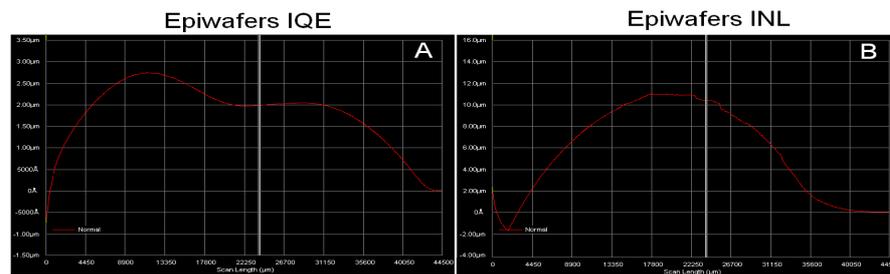


Figure 9-Profilométrie de surface de la courbure des couches épitaxiales III-V fournies par deux techniques différentes de croissance moléculaire MOCVD (a) et MBE (b). Dans le premier cas (a), une flèche de 2 μm environ est obtenue, rendant donc compatible les couches III-V avec un collage pleine plaque sur SOI micro-nano-structuré. Par contre, les couches obtenues par MBE sont caractérisées par une courbure supérieure à 10 μm , ce qui ne permet pas le collage pleine plaque, mais rend nécessaire de couper la plaque en vignettes avant collage.

On montre figure 8 l'état de l'art du collage obtenu au LETI à ce jour dans la fabrication des composants optiques III-V sur silicium à pompage optique : un rendement de collage de presque 100% a été obtenu, ce qui signifie qu'environ 8000 dispositifs sont intégrés sur silicium sur une surface équivalente d'une plaque InP de 2 pouces de diamètre.

De plus, la courbure des épitaxies III-V est également montrée en Fig. 9. Une courbure minimale de presque 2 μm [réf. Fig. 9 (a)] garantit un rendement de collage presque unitaire, et permet aussi d'éviter de couper en vignettes la plaque III-V, donc simplifiant le niveau de complexité des étapes technologiques successives (dépôt silice, lithographie DUV des cristaux photoniques, polissage des surfaces, etc...).

En ce qui concerne la région active, deux différentes épitaxies ont été envisagées pour la réalisation des premiers démonstrateurs VCSEL à double CP :

1. des couches III-V non dopées pour les dispositifs à pompage optique avec un milieu à gain à base d'InGaAsP constitué de seulement trois puits quantiques. Même si le recouvrement entre le mode optique et les porteurs injecté dans le

milieu à gain est faible, trois puits quantiques permettent de réduire les pertes par absorption des porteurs libres et, en même temps, de tester le confinement optique très efficace obtenu par l'introduction des barrières photoniques dans les miroirs en termes de faible gain de seuil. La structure de l'empilement est montrée Fig. 10.

Layer	Material	Group	Repeat	Mole Fraction (x)	Mole Fraction (y)	Strain (ppm)	PL (nm)	Thickness (um)	Dopant	Type	CV Level (cm ⁻³)
9	InP							0.4000	Undoped	U/D	
8	GaIn(x)As(y)P			0.795	0.448	0	1180 +/-20	0.0780	Undoped	U/D	
7	GaIn(x)As(y)P			0.536	0.994	0	1558	0.0120	Undoped	U/D	
6	GaIn(x)As(y)P	1	2	0.795	0.448	0	1180 +/-20	0.0100	Undoped	U/D	
5	GaIn(x)As(y)P	1	2	0.536	0.994	0	1558	0.0120	Undoped	U/D	
4	GaIn(x)As(y)P			0.795	0.448	0	1180 +/-20	0.3280	Undoped	U/D	
3	InP							0.6000	Undoped	U/D	
2	GaIn(x)As			0.530				0.5000	Undoped	U/D	
1	InP							0.5000	Undoped	U/D	
SUBSTRATE											

Default Tolerances					
Mole Fraction (x)	Mole Fraction (y)	Strain	PL	Thickness	CV Level
		+/-1000	+/-10	+/-10%	+/-30%

Figure 10-Structure des couches III-V épitaxiales pour la région active des démonstrateurs VCSELs à double CP pour pompage optique. Il faut noter que seulement trois puits quantiques ont été utilisés pour amplifier la lumière.

- des couches III-V dopées pour les dispositifs à pompage électrique. L'empilement prévoit une jonction tunnel pour la conversion des trous en électrons du contact n de la structure vers le milieu à gain, une région active à base de InGaAsP comptant six puits quantiques pour compenser les pertes optique par absorption dans les couche optiques dopées (tout d'abord, la jonction tunnel), et une couche fortement dopée pour réduire la propagation des contraintes d'épitaxie vers la surface et la couche de collage. L'architecture de l'épitaxie pour le pompage électrique est montrée Fig. 11.

		EPITAXIES C700				Foundry III-V Labs			
Layer	Material	Alloy Composition		Strain (ppm)	PL (nm)	Thickness (μm)	Doping		Element
		x	y				Type	Start	
22	InP					0,075	Si (n-type)	2,00E+18	2,00E+18
21x2	InP					0,0075	Si (n-type)	3,00E+18	3,00E+18
20x2	GaIn(x)As(y)P	0.831	0.327		1100 \pm 50	0,0075	Si (n-type)	3,00E+18	3,00E+18
19	InP					0,020	Si (n-type)	3,00E+18	3,00E+18
18	InP					0,220	Si (n-type)	2,00E+18	2,00E+18
17	InP					0,020	Si (n-type)	3,00E+18	3,00E+18
16	InP					0,036	Si (n-type)	2,00E+18	2,00E+18
15	GaIn(x)As(y)P	0.785	0.439	-1000	1170 \pm 20	0.24	Undoped	U/D	U/D
14x5	GaIn(x)As(y)P	0.785	0.439	-1000	1170 \pm 20	0.008	Undoped	U/D	U/D
13x6	GaIn(x)As(y)P	0.785	?	11000	1548	0.01	Undoped	U/D	U/D
12	GaIn(x)As(y)P	0.785	0.439	-1000	1170 \pm 20	0.2	Undoped	U/D	U/D
11	InP					0.680	Be (p-type)	1,00E+18	7,00E+17
10	InP					0.130	Be (p-type)	6,00E+18	1,00E+18
9	GaIn(x)As(y)P	0.75	0.4		1300	0.021	Be (p-type)	2,00E+19	2,00E+19
8	GaIn(x)As(y)P	0.75	0.4		1300	0.021	Si (n-type)	2,00E+19	2,00E+19
7	InP					0.240	Si (n-type)	2,00E+18	2,00E+18
6	InP					0.020	Si (n-type)	3,00E+18	3,00E+18
5	InP					0.062	Si (n-type)	2,00E+18	2,00E+18
4	GaIn(x)As	0.53				0.56	Si (n-type)	5,00E+17	5,00E+17
3	InP					0.3	Si (n-type)	5,00E+17	5,00E+17
2	GaIn(x)As	0.53				0.3	Si (n-type)	5,00E+17	5,00E+17
1	InP					0.5	Si (n-type)	5,00E+17	5,00E+17
350									

Expected emission wavelength 1548 nm

InP-S 350 μm			
Dopant	Sulfur	Concentration (cm^{-3})	between 3E+18 and 8E+18
Diameter (mm)	50 \pm 0.3	Thickness (μm)	350 \pm 20
EPD (cm^{-2})	<500	Orientation	(100) 0.15 < 110 > \pm 0.1°
Finish	Polished/Polished	Laser Mark	Back Face along Major Flat
Flats	EJ		

Figure 11-Architecture des couches III-V épitaxiales pour la région active des démonstrateurs VCSEL à double CP à pompage électrique. Le milieu à gain est doté de 6 puits quantiques en InGaAsP pour compenser les pertes optiques par absorption dans les couches dopées de type n et p. La bande interdite du matériau InGaAsP de la jonction tunnel, dopée n^{++} -Si et p^{++} -Be, est de 1.3 μm . Un profil de dopage décroissant a été prévu pour la couche de confinement de type p ($n^{\circ}10$ et 11), afin de limiter les pertes par absorption. En fin deux couches ($n^{\circ}21$) fortement dopées sont prévues en haut de la structure pour limiter les contraintes épitaxiales au voisinage de la surface de collage (couche $n^{\circ}22$).

Notamment, la phase de conception et de la croissance des épitaxies III-V est très délicate pour différentes raisons, dont les principales :

- assurer un bon recouvrement entre l'onde stationnaire de la cavité et le milieu à gain sur un intervalle suffisamment élargi de longueurs d'onde, afin de compenser les imperfections liées aux tolérances de fabrication et de viser un rendement de fabrication élevé ;
- assurer un bon recouvrement spectral entre la longueur d'onde du gain maximal et la fréquence d'émission de la cavité optique 2.5-D ;
- pour les structures à pompage électrique, il faut disposer les couches plus fortement dopées – comme, par exemple, la jonction tunnel et les couches d'injection des porteurs – en correspondance des nœuds de l'onde stationnaire afin de minimiser les pertes optiques par absorption et, donc, de favoriser un régime d'émission laser faible seuil ;
- prévoir le déplacement spatial de l'onde stationnaire ainsi que le déplacement spectral de la courbe de gain par rapport à la résonance de la cavité optique en fonction des effets thermo-optique (suite au réchauffement de la région active), ainsi que du changement de l'indice optique de couche généré par les différents niveaux de dopage utilisés dans la structure à pompage électrique [réf. Fig. 12].

Une partie importante de la fabrication des dispositifs à pompage électrique consiste dans la nécessité de mettre en place un mécanisme pour le confinement des porteurs injectés des contacts vers les centre du mesa dans la région active. Entre les différentes options disponibles décrites de façon exhaustive dans le chapitre dédié à la photonique VCSEL, le confinement par implantation d'ions hydrogène est la technique de confinement à ce jour la plus compatible avec les moyens de fabrication à large échelle typiques de la micro-nano-électronique classique.

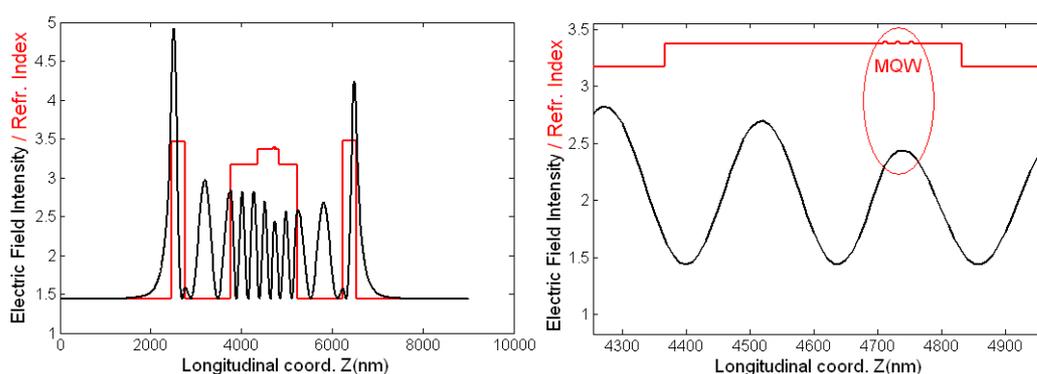


Figure 12-(gauche) Distribution d'intensité du mode optique TE_{00} dans la structure à pompage optique. (droite) On doit noter que l'alignement spatial entre le mode et le milieu à gain composé par seulement trois puits quantiques est essentiel pour le fonctionnement du dispositif.

Un des avantages de l'implantation pour le confinement électrique réside dans la possibilité de définir avec précision par lithographie DUV l'ouverture en courant du laser sans devoir rajouter une étape de gravure sélective, comme dans le cas des jonctions tunnel structurées. Cela permet de limiter l'utilisation de techniques de gravure fortement envahissantes dans le cœur du mesa, et donc, de limiter les risques sur le fonctionnement du dispositif. En outre, les techniques de gravure sélectives pour les jonctions tunnel structurées – dont l'épaisseur n'est pas supérieure au 15-20 nm - sont nécessairement développées sur des surfaces modérées (plaques de 2 ou 3 pouces au maximum) : en fait, il s'avère de plus en plus difficile de garantir l'uniformité de la gravure de couches si minces sur des surfaces du diamètre de 200 mm typiques des plaques SOI utilisées pour l'intégration de la photonique sur silicium.

Par contre, le confinement électrique des porteurs par implantation des ions hydrogène présente toute une série des problématiques, dont :

- l'implantation demande l'utilisation de couches de confinement épaisses après la jonction tunnel (réf. couches n°9 et n°10). Cela est nécessaire afin d'éviter d'implanter trop en profondeur la structure, et donc d'avoir des défauts dans la région active qui entraîneraient des pertes par recombinaison non radiatives énormes ;
- de plus, la couche de confinement étant dopée de type p , les pertes optiques par absorption sont plus élevées par rapport aux jonctions tunnel structurées : cela rend nécessaire un profil de dopage bien contrôlé et graduel, visant une minimisation des pertes par absorption, tout en gardant une bonne injection des trous dans le milieu à gain et, par conséquent, une résistivité acceptable du composant ainsi que le maintien d'un rendement quantique suffisamment élevé ;
- le rendement quantique extérieur plus faible (en termes d'efficacité en puissance) des structures implantées par rapport aux architectures à jonction tunnel structurée.

L'étape de l'implantation prévoit l'utilisation de couches d'arrêt en InGaAs ou directement sur le contact supérieur en InP dopé de type n pour pouvoir minimiser les défauts liés au bombardement des protons à la surface du contact. Afin d'optimiser les paramètres d'implantation, des simulations de type Montecarlo de la structure implantée à différentes énergies en fonction de l'architecture de l'empilement ont été réalisées. En Fig. 13 on montre les différentes solutions étudiées pour l'implantation (aux lettres c et d , les solutions choisies). Le niveau de lithographie concernant l'étape d'implantation est présenté dans le paragraphe suivant (§II.B), tandis qu'une visualisation globale des 5 niveaux de lithographie DUV sont montrés en Fig. 14.

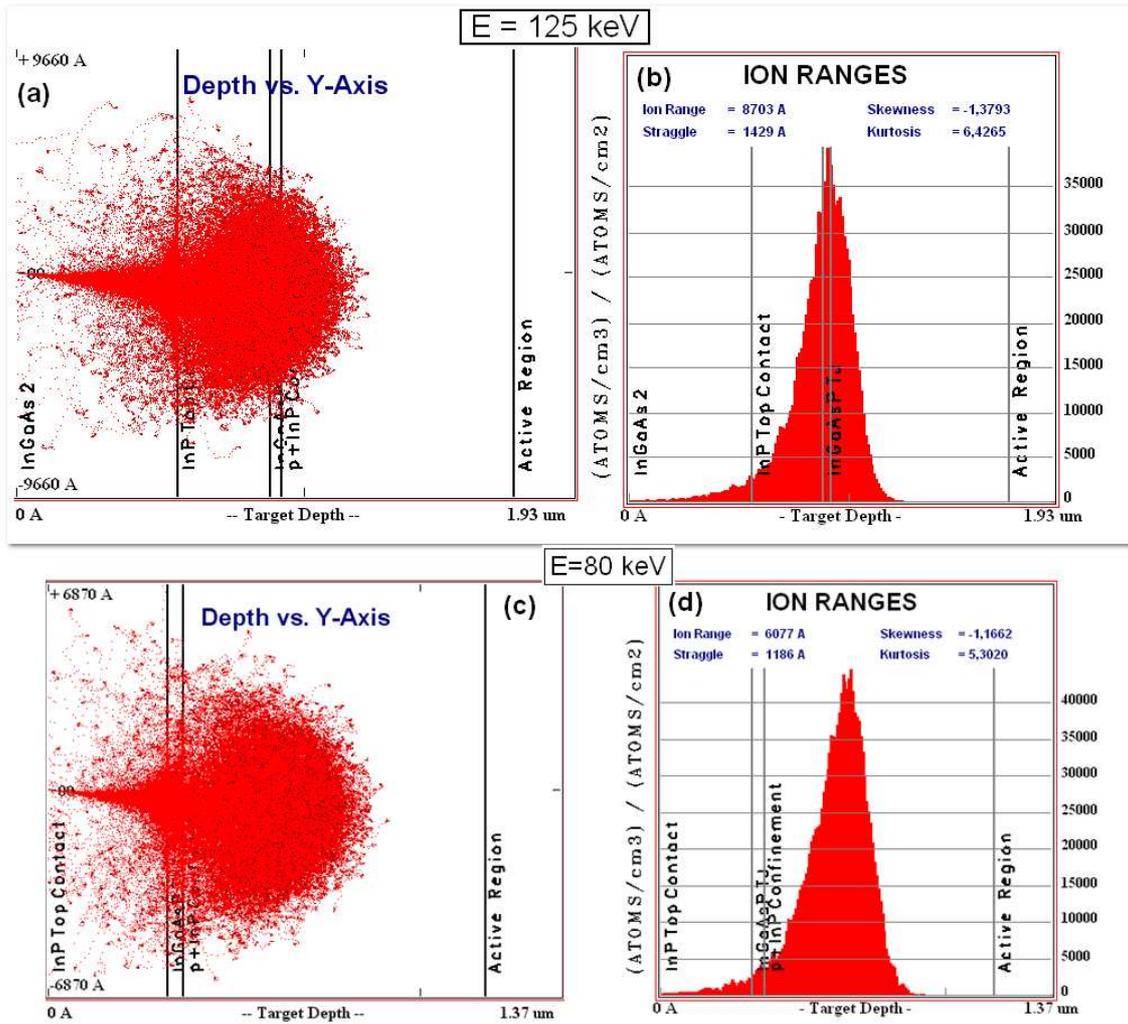


Figure 13-Deux stratégies différentes d'implantation des structures à pompage électrique. La présence d'une couche de protection (figures aux lettres a et b) montre les deux désavantages d'une énergie d'implantation élevée et d'une densité de défauts forte dans la couche du contact supérieur. Pour cette raison, une implantation sans couche de protection (lettres c et d) a été préférée, afin de réduire les défauts présents dans la couche du contact supérieur.

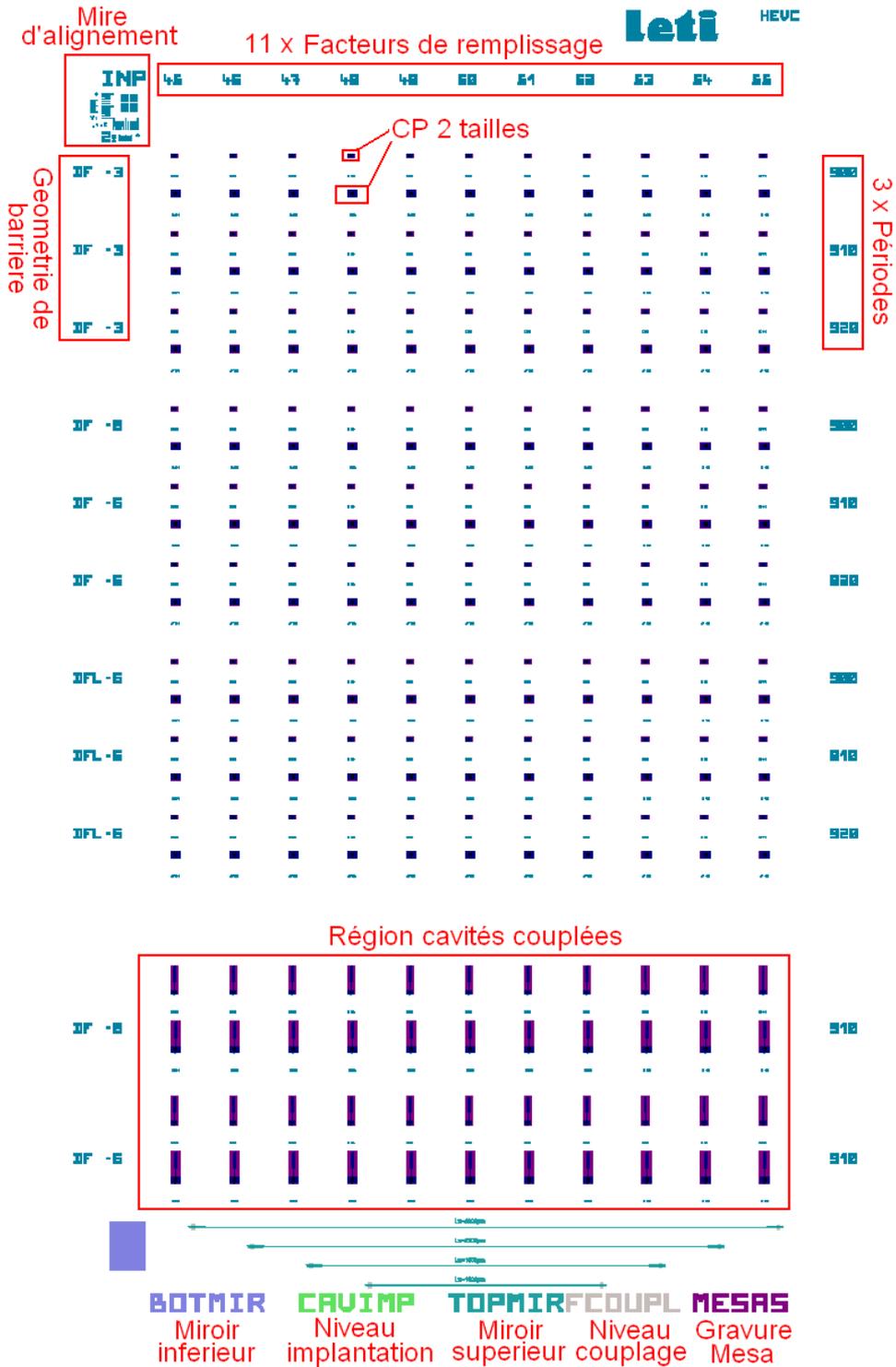


Figure 14-Architecture du masque pour la lithographie DUV des trois différents niveaux photoniques (miroirs et niveau de couplage au guide), du niveau pour l'implantation et la gravure du mesa en silice autour du cristal photonique. Trois périodes et 10 facteurs de remplissage différents ont été introduits pour fournir une interprétation plus élargie des résultats expérimentaux.

II.B Etapes technologiques complémentaires pour démonstrateurs à pompage électrique

Dans ce paragraphe on décrit les étapes technologiques supplémentaires nécessaires pour la réalisation des VCSELs à double CP pompés électriquement. Notamment, on peut distinguer neuf niveaux complémentaires principaux à rajouter pour finaliser la prise des contacts intra-cavité du dispositif à pompage électrique, et notamment:

1. niveau d'implantation de la jonction tunnel ;
2. niveau de gravure du mesa silice ;
3. niveau pour la réalisation des mires d'alignement pour la prise des contacts électriques ;
4. niveau pour la définition du contact supérieur de type n (CTN) ;
5. niveau de gravure du mesa jusqu'aux couches III-V ;
6. niveau pour la définition du contact inférieur de type n (CTP) ;
7. niveau pour l'ouverture du contact supérieur de type n (CTN) ;
8. niveau pour l'élargissement et épaissement des contacts CTN et CTP ;
9. niveau final pour la gravure du mesa final autour des contacts CTP et CTN.

Les deux premiers niveaux (implantation de la structure et gravure du mesa en silice autour du cristal photonique supérieur) sont réalisés à l'échelle de la plaque SOI 200 mm. Par contre, toutes les étapes restantes sont accomplies sur des échantillons à surface réduite utilisant les moyens classiques de la technologie III-V, c'est-à-dire en ligne générale : dépôt des mires d'alignement en métal, gravure sèche des couches III-V, dépôt et lift-off des métaux, lithographie UV standard et reprise de contacts. La liste des niveaux de lithographie, gravure et lift-off pour la prise des contacts électriques intra-cavité est montrée dans le tableau I suivant. Une description détaillée de chaque étape technologique est reportée dans le tableau II, pages 122 à 126.

Tableau I

Mnémonique	ACRONYM	Description
HCOR-IMPLANT	IMPL	Définition de l'ouverture de courant par implantation ions hydrogène
HCOR-MESA-RESEAU	MESA	Définition du méso autour des réseaux
HCOR - INTRA-ALIGN	ALIGN	Création des motifs d'alignement par lift-off
HCOR INTRA-CTN	CTN	Ouverture du masque dur pour dépôt du contact N sur le MESA-III-V par lift-off
HCOR INTRA-MESA-III/V	MESA35	Ouverture du masque dur pour gravure profonde jusqu'à la couche dopée n++
HCOR INTRA-OPEN-CTP	CTP	Ouverture de la couche de passivation avant dépôt du contact P
HCOR INTRA-OPEN-CTN	OCTN	Ouverture de la couche de passivation sur le contact N avant reprise de contact et épaissement
HCOR INTRA-LARGE	MES	Reprise de contact P et N pour élargissement et épaissement par lift off

Tableau II

DESCRIPTIF DE L'ETAPE	VUE EN COUPE
<p>Etape 0: Implantation des structures</p> <ul style="list-style-type: none"> - lithographie avec masque HCOR-IMPL - Implantation ion hydrogène à 80-100 keV (maximum des défauts créés dans la couche de confinement de la jonction tunnel) - Simulation avec TRIM <p>Niveau de fabrication à 200 mm</p>	<p>Implantation H+ H+ Implantation H+ H+</p> <p>Résine épaisse</p> <p>InP buffer</p> <p>InGaAs protection</p> <p>JT</p> <p>p-InP</p> <p>Réseau 1D en silicium</p> <p>Substrat silicium</p>

Etape 1: gravure du MESA autour de la structure Réseau 1D

- Dépôt nitrure
- Dépôt résine positive
- Lithographie avec masque **HCOR-INTRA-MESA-RESEAU**
- Ouverture du masque nitrure par gravure sèche
- Gravure du MESA jusqu'à la couche dopée N protégée par une couche de 20 nm de nitrure déposée avant le dépôt du deuxième gap de silice

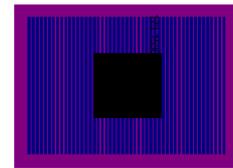
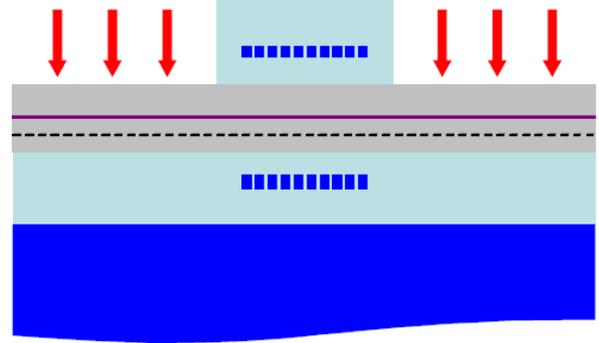
Ce MESA sera appelé MESi

On veillera à ce que la structure soit protégée par le masque dur pendant la gravure du MESA-RESEAU.

Niveau de fabrication à 200 mm

Gravure SiO₂

Résine épaisse

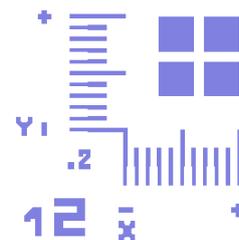
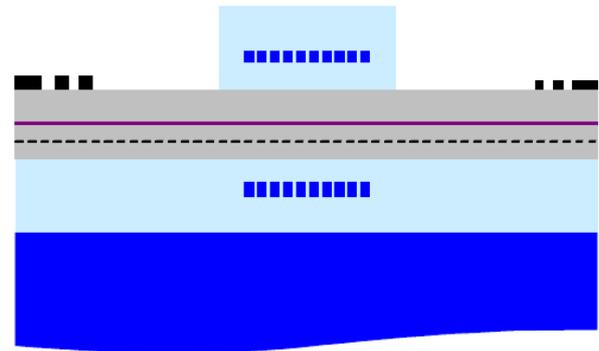


Etape 2: création des motifs d'alignement

- dépôt résine positive
- lithographie avec masque **HCOR-INTRA-ALIGN**
- dépôt métal
- lift off

Ce niveau génère toutes les marques d'alignement nécessaires à l'empilement des autres niveaux de lithographie.

Niveau de fabrication III-V (échantillon)

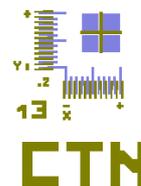
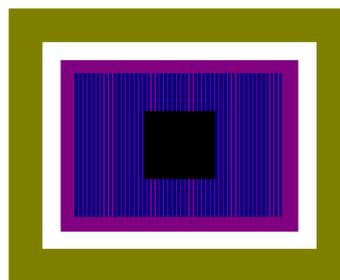
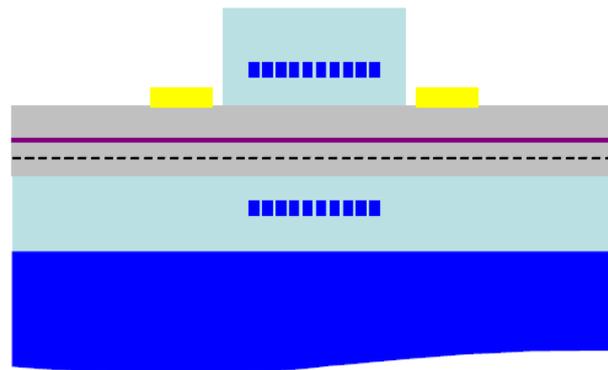


Etape 3: Dépôt du contact type N (CTN)

- Dépôt résine positive
- Lithographie avec masque **HCOR-INTRA-CTN**
- Dépôt métal (Ni 5nm / Ge 10 nm / Au 20nm / Ni 5nm / Au 200 nm recuit à 380°C sous N2 en RTA)
- Lift-off

Possibilité de déposer le contact avant ou après la gravure du MESA-RESEAU.

Niveau de fabrication III-V (échantillon)



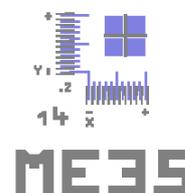
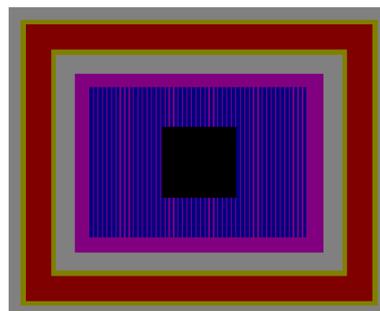
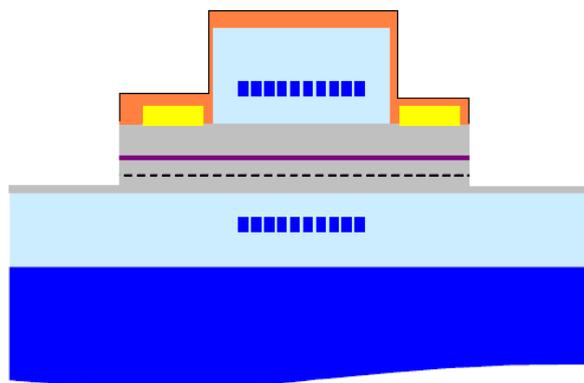
Etape 4 : Gravure du MESA-III-V

- Dépôt nitrure
- Dépôt résine positive
- Lithographie avec masque **HCOR-INTRA-MESA-III-V**
- Gravure sèche du nitrure
- Gravure humide des différentes couches (jusqu'à la couche du CTP)

Ce MESA sera appelé ME35

On veillera particulièrement à ce que la structure RESEAU soit totalement protégée lors de cette étape

Niveau de fabrication III-V (échantillon)



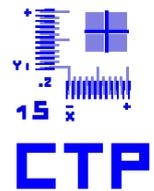
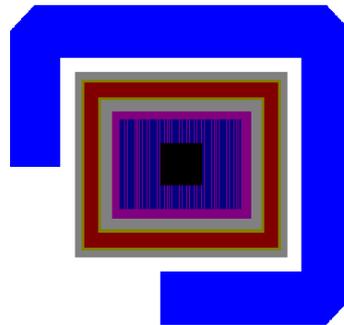
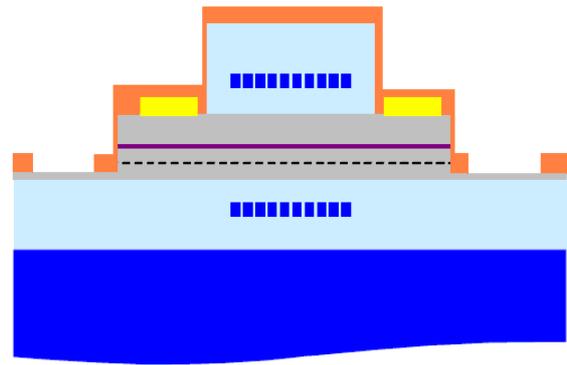
Etape 5 : Ouverture du contact type N (CTP)

- Dépôt nitrure
- Dépôt résine positive
- Lithographie avec masque **HCOR-INTRA-OPEN-CTP**
- Gravure sèche du nitrure
- Gravure humide pour désoxydation du CTP

On veillera particulièrement à ce que la structure réseau soit protégée lors de cette étape.

Prévoir une zone de placement de la DFA pour arrêt de la gravure sèche (200x200µm)

Niveau de fabrication III-V (échantillon)

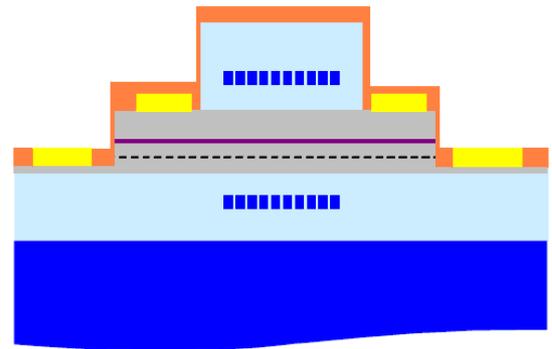


Etape 5 bis : Dépôt du CTP

- Dépôt CTP (Ni 5nm / Ge 10 nm / Au 20nm / Ni 5nm / Au 200 nm recuit à 380°C sous N2 en RTA)
- Lift off

On veillera particulièrement à ce que la structure réseau soit protégée lors de cette étape.

Niveau de fabrication III-V (échantillon)

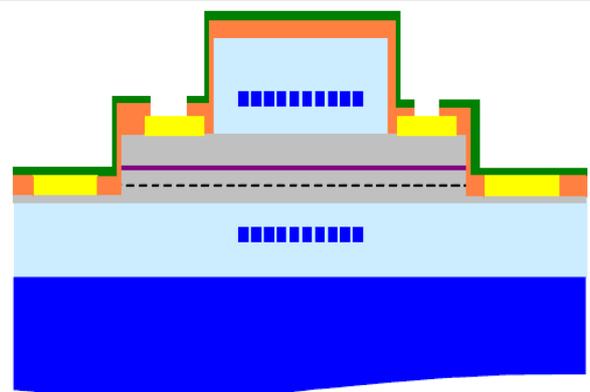


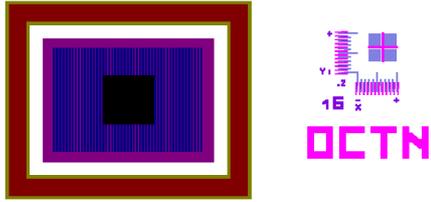
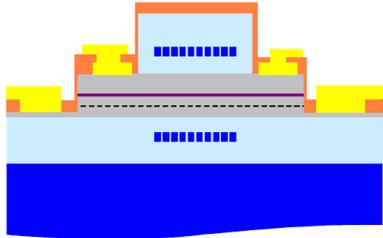
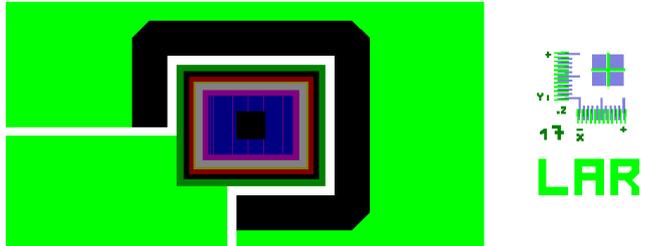
Etape 6 : Ouverture du CTN

- Dépôt résine
- Lithographie avec masque **HCOR-INTRA-OPEN-CTN**
- Gravure sèche du nitrure
- Stripping résine

On veillera particulièrement à ce que la structure réseau soit protégée lors de cette étape.

Niveau de fabrication III-V (échantillon)



	
<p>Étape 7 : Elargissement et épaisseur du CTN et du CTP</p> <ul style="list-style-type: none"> - Dépôt résine - Lithographie avec masque HCOR-INTRA-LARGE - Dépôt métallique (Ti 10nm comme couche d'accroche + Au 1µm) - Lift off <p>On veillera particulièrement à ce que la structure réseau soit protégée lors de cette étape.</p> <p>Ce masque sera réalisé en 2 versions. La 1^{ère} version permettra la réalisation des plots de reprise par lift-off ; la 2^{ème} version permettra la réalisation des plots de reprise par gravure du métal ; ces deux masques se différencieront donc par une inversion de polarité (champ sombre et champ clair).</p> <p><u>Niveau de fabrication III-V (échantillon)</u></p>	 

III. Caractérisation optique des microlasers à double cristal photonique

Dans ce paragraphe nous résumons les principaux résultats expérimentaux concernant les premiers démonstrateurs à pompage optique d'une source laser de type VCSEL à double cristal photonique membranaire intégrable sur silicium.

La première partie du paragraphe sera essentiellement dédiée à l'étude par mesure de photoluminescence de la cinétique de transport de la lumière dans les cristaux photoniques à CP 1-D en Si/SiO₂.

La deuxième partie concerne l'analyse résolue en température et en polarisation des performances optiques du dispositif VCSEL à double miroir CP doté d'hétérostructures pour un contrôle amélioré du confinement optique et de la sélectivité modale.

III.A Mesures par photoluminescence de la cinétique de transport des photons dans les miroirs CP 1-D

Pour confirmer la fiabilité des prévisions théoriques concernant le transport de la lumière dans les architectures à CP 1-D membranaires, ainsi que pour vérifier la possibilité d'introduire du guidage ou de l'antiguide optique par des hétérostructures photoniques dans les réflecteurs à CP, les premiers démonstrateurs à pompage optique ont été testés par des mesures de micro-photoluminescence (μ -PL) dans le proche infrarouge. Le système de mesure est illustré en détail en Fig. 15.

Le système utilisé pour le test des dispositifs consiste dans un banc de mesure contrôlé en température pour le pompage optique dans l'espace libre de sources microlasers émettant dans la bande télécom C (1530 nm-1565 nm). Les régions actives à base d'InGaAsP utilisées sont dotées de barrières de 10 nm d'épaisseur avec

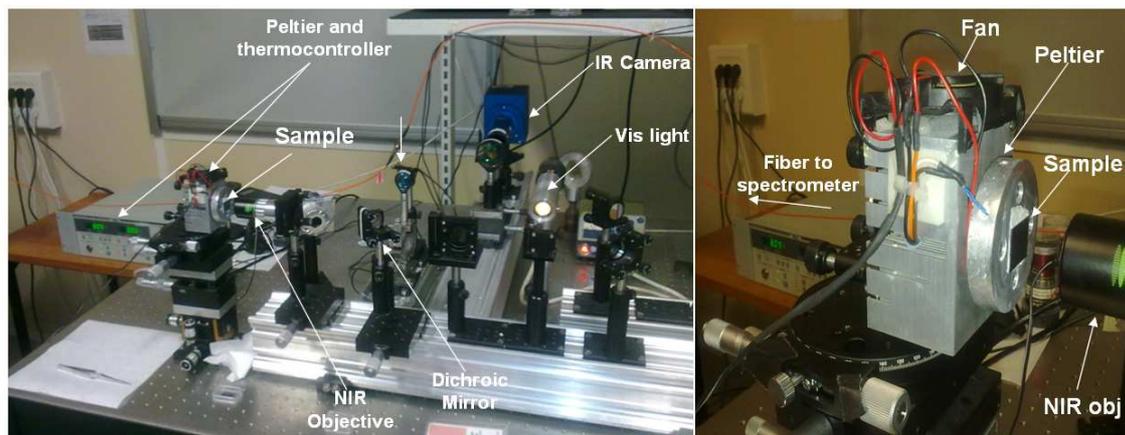


Figure 15-(gauche) Système de caractérisation optique des démonstrateurs VCSEL à double CP à pompage optique. Le détail du support contrôlé en température est reporté à droite.

une bande interdite de $1.17 \mu\text{m}$, la longueur d'onde d'émission de la diode laser de pompe étant de 1064 nm , afin de réduire une thermalisation excessive des porteurs dans les couches actives III-V et, donc d'améliorer l'efficacité quantique interne du laser. Un miroir dichroïque doté d'un support très stable aux variations thermiques et de transmission égale au 99% à 1550 nm , sert à réfléchir le faisceau de pompe au travers d'un objectif Mitutoyo NIR 20X (caractérisé par une ouverture numérique égale à 0.4) qui ensuite focalise le signal de pompe au travers du miroir à CP supérieur en profondeur dans la région active de la structure VCSEL. Les dispositifs ont été collés sur un substrat métallique contrôlé en température par un élément Peltier. L'émission laser des dispositifs VCSEL est ensuite récupérée par le même objectif et focalisée dans une fibre optique multimode (*multi-mode fiber*, MMF) branchée dans un spectromètre Jobin-Yvon refroidi à la température de l'azote liquide pour l'acquisition spectrale des caractéristiques de l'émission laser. Un beam splitter sur l'axe optique principal du système de mesure sert à diriger une partie de la puissance optique en sortie des microsources VCSELS vers une camera infrarouge Xenics pour la détection spatiale de l'émission laser.

Un paramètre très important pour la compréhension des résultats expérimentaux - concernant surtout les performances en sélectivité modale des démonstrateurs - est la taille du faisceau de pompe à la surface de l'échantillon. Selon nos approximations, le faisceau de pompe a été focalisé à $15 \mu\text{m}$ et $30 \mu\text{m}$, respectivement, pour les deux

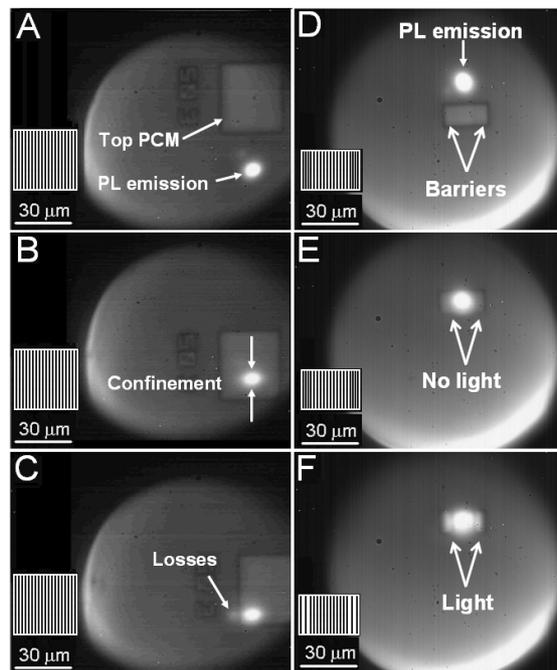


Figure 16 - Images infrarouges de l'émission μ -PL en dessous du seuil laser dans des VCSEL à double cristal photonique membranaire. Dans chaque figure une petite illustration de l'architecture à CP fournit l'orientation des tiges silicium par rapport à l'image du dispositif réel pendant l'expérience. Un transport fortement anisotrope de la lumière caractérise les miroirs à CP 1-D (a)-(c) : l'émission PL est évidemment comprimée selon les tiges Si (b), tandis que la lumière échappe en dehors du miroir selon la direction de transport perpendiculaire (c). (d)-(f) Un cristal photonique doté d'hétérostructure est introduit pour améliorer le confinement optique du miroir et de l'ensemble de la structure VCSEL. Des barrières guidantes (e) et antiguidantes (f) sont montrées dans les dispositifs réels.

différentes tailles du mesa des VCSELs sur la plaque.

La distribution de la micro-photoluminescence émise par les différentes structures montrée en Fig. 16 est conforme aux prévisions théoriques qui concernent le transport anisotrope de la lumière dans le miroir à CP 1-D. On peut noter en fait que la tache de la μ -PL est soumise à une légère mais appréciable compression selon la direction parallèle aux tiges silicium, tandis que la lumière est visiblement perdue plus facilement en dehors du réflecteur selon les directions perpendiculaires aux tiges (direction de transport perpendiculaire). Cela confirme la nature de la surface de dispersion des modes de Bloch lents dans les miroirs à CP membranaires monodimensionnels discuté dans le chapitre précédent. Pour donner une visualisation plus évidente de l'effet du transport anisotrope de la lumière dans ces architectures photoniques, la tache de la photoluminescence a été placée vers le coin en bas vers la gauche du miroir [réf. fig. 16 (c)].

Le même expérience a été accomplie sur des cristaux photoniques dotés d'hétérostructures photoniques. Afin de valider la possibilité d'introduire du guidage ou de l'antiguide optique par l'introduction des hétérostructures photoniques conçues *ad hoc*, deux miroirs caractérisés par deux configurations différentes de l'hétérostructure ont été testés (en détail, barrière-puits-barrière pour une hétérostructure guidante, et puits-barrière-puits pour une hétérostructure antiguidante). Aussi dans ce cas, les résultats expérimentaux illustrés en Fig. 16, sont en très bon accord avec la théorie précédemment décrite et les simulations FDTD tridimensionnelles. Plus précisément, la tache d'émission μ -PL sortant des dispositifs « guidés » ne montre aucune perte optique latérale grâce à l'efficace minimisation du taux de fuite latérale des photons fournie par les barrières.

Par contre, dans les cas des miroirs dotés d'hétérostructures antiguidantes, les photons peuvent se propager jusqu'à la fin du miroir à CP, entraînant des pertes optiques fortes sous la formes de trois taches bien distinctes dans le profil spatial d'émission μ -PL.

III.B Performances optiques et thermiques des dispositifs laser

Dans ce paragraphe on présente et analyse les principales propriétés optiques des microsources laser de type VCSEL à double CP 1-D membranaire intégrables sur silicium. Le test des démonstrateurs a été accompli sur le banc de caractérisation présenté dans la section précédente.

Dans l'évaluation des puissances de seuils des VCSEL à double miroir CP 1-D il faut tenir compte du pompage inefficace des modes de cavité. En effet, le miroir supérieur de la structure VCSEL se comporte comme un réseau de diffraction absorbant (en fait, le coefficient d'absorption du silicium amorphe à 1064 nm est estimé autour de 10 cm^{-1}) pour le signal optique de pompe, introduisant donc en même temps une distorsion du profil spatial et un affaiblissement de l'intensité du faisceau de pompe. Les puissances de pompe montrées prennent en compte exclusivement la

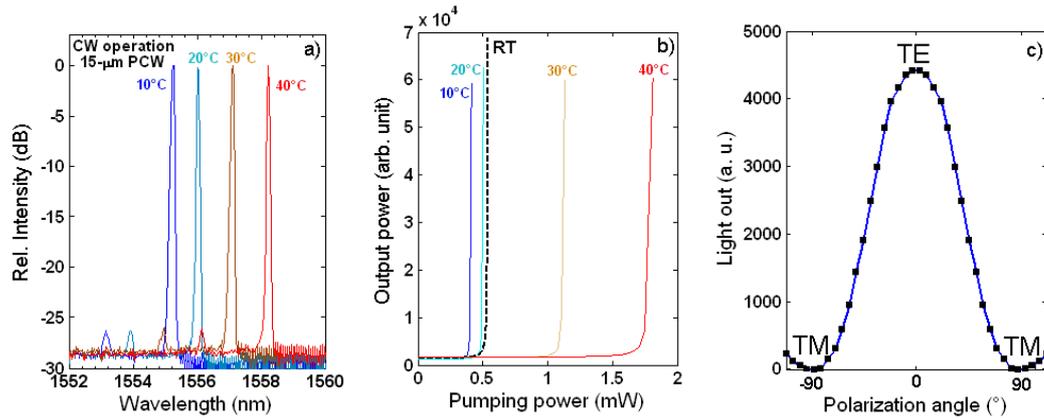


Figure 17- Régime d'émission laser en continu des VCSELs à double CP 1-D en fonction de la température et de la puissance de pompe. (a) Une émission monomode avec 26 dB de rapport de suppression des modes latéraux est obtenue jusqu'à une température maximale de fonctionnement de 43.6°C. Le coefficient d'accordabilité thermique a été estimé autour de 0.06 nm/K. (b) Courbes LL (en anglais, light-in-light-out) correspondant aux différentes températures du support. (c) Le spectre de l'émission résolu en polarisation confirme un total contrôle sur la polarisation (quasi-TE) de l'émission du VCSEL.

puissance effectivement transmise au-delà du miroir supérieur vers le milieu à gain : par la méthode de calcul RCWA et FDTD on a estimé que seulement 40%-50% de la puissance du faisceau incident est utilisé pour pomper les porteurs dans les couches actives III-V situées au cœur du laser.

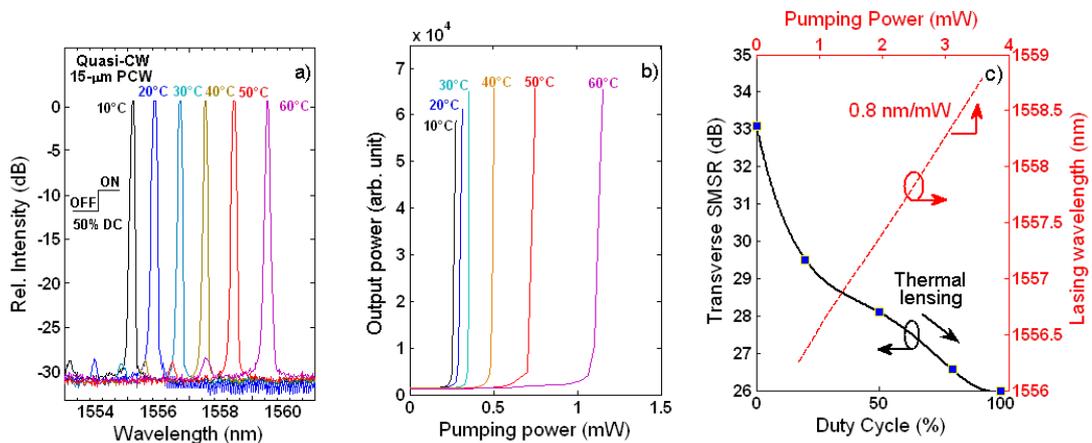


Figure 18- Régime d'émission laser pulsé des VCSELs à double CP 1-D en fonction de la température et de la puissance de pompe (impulsion de 500 ns sur une période de répétition de 1 μ s). (a) Une émission monomode avec 28 dB de rapport de suppression des modes latéraux est obtenue jusqu'à une température maximale de fonctionnement de 64°C. (b) Courbes LL (light-in-light-out) correspondant aux différentes températures du support. (c) Rapport de suppression modal (ligne continue) et décalage vers le rouge de la longueur d'onde d'émission (ligne rouge à traits) en fonction du rapport cyclique et de la puissance de pompe, respectivement.

Les dispositifs avec un puits photonique de 15- μ m de taille et dotés des barrières abruptes (classe B) ont été testés tout d'abord sous régime d'émission en continu à différentes températures d'opération. Comme illustré en Fig. 17, les VCSELs montrent des seuils en continu inférieurs au mW, un rapport de sélection modale de 27 dB, une

émission totalement résolue en polarisation, et une température maximale d'opération de 43,6 °C. L'InGaAsP comme matériau de la région active est connu pour le fort taux de pertes des électrons en dehors des puits quantiques à température croissante en raison de l'offset limité en bande de conduction, limitant donc la température maximale d'opération du laser. Les courbes obtenues en régime d'émission pulsé (500-ns comme durée du pulse et 1 µs comme période de répétition des pulses) reportées en Fig. 18 indiquent par contre une température limite de fonctionnement du dispositif de 64°C environ à des seuils plus faibles par rapport au régime d'émission laser en continu. Cela montre l'impact important sur les performances du laser joué par le réchauffement de la région active.

III.B-1- Performances thermiques

Comme le montre la figure 18(c), la durée du pulse impacte directement le rapport de sélection modale en raison d'un effet de focalisation thermique qui a lieu dans le dispositif à puissance de pompe par unité de temps croissante et qui induit un guidage des modes latéraux d'ordre supérieur. En ce qui concerne les caractéristiques strictement thermiques du laser, un coefficient d'accordabilité thermique ($\partial\lambda/\partial T$) de 0.06 nm/K a été estimé des courbes d'émission en continu à différentes températures du support et puissance de pompe constante. Cette valeur est à l'état de l'art des travaux précédents utilisés comme référence dans la littérature classique de la photonique VCSEL (réf. [23] du chapitre III). De plus, bien que ces démonstrateurs soient entièrement immergés dans la silice – matériau très faiblement conducteur de la chaleur –, contrairement aux VCSELs classiques munis de DBR monolithiques et de dissipateurs métalliques, le régime d'émission laser en continu peut être atteint jusqu'à 50°C en continu tout en conservant un seuil relativement faible. Cet aspect donne une confirmation de la dissipation efficace de la chaleur autour de la région active du laser : cela vient du fait que les couches de matériaux III-V ne sont pas gravées latéralement, et donc, offrent une voie d'échappement pour la chaleur générée dans le cœur du VCSEL selon les couches d'InGaAsP, chaleur qui se dissipe sur une large surface vers le substrat thermiquement plus conducteur de silicium.

De plus, le décalage vers le rouge de la longueur d'onde d'émission égal à 0.8 nm/mW [réf. Fig. 18(c)] en fonction de la puissance de pompe en régime continu conduit à une résistance thermique plutôt élevée $R_{th} = (\partial\lambda/\partial P / \partial\lambda/\partial T) = 13300$ K/W qui est due au réchauffement du miroir supérieur suite à l'absorption du faisceau de pompe incident. En effet, la chaleur générée par l'absorption de la couche en silicium ne peut pas trouver un chemin de sortie de la structure à cause de la silice. L'indice du silicium amorphe varie à cause de l'effet thermo-optique et cela provoque un décalage vers le rouge de la longueur d'onde modale d'émission du VCSEL.

III.B-2 – Confinement optique et contrôle modal

Afin de mieux comprendre l'effet sur le confinement optique du mode hybride du VCSEL ainsi que sur le rapport de suppression modale (SMSR) par les différentes architectures des hétérostructures photoniques introduites dans les miroirs à CP membranaires, les trois classes des dispositifs A, B, et C ont été comparées sous condition de pompage optique continu à température ambiante. La longueur d'onde modale d'émission, le seuil laser, et l'évolution du SMSR des modes latéraux dépendent de façon évidente de la perturbation de l'indice effectif du CP membranaire introduit par les différentes hétérostructures. Plus précisément, une variation forte et abrupte de la largeur des tiges en silicium cause une suppression marquée des modes latéraux d'ordre supérieur, dotant la structure d'un SMSR plus élevé. L'origine de ce phénomène est liée au recouvrement spatial plus important des modes latéraux d'ordre supérieur avec la barrière par rapport au mode fondamental (TE_{00}), générant des pertes optiques diffractées qui dépendent de l'ordre modal. On dispose ainsi de la possibilité de maîtriser à volonté et de façon contrôlée les caractéristiques modales de la structure comme illustré dans les résultats en Fig. 19.

Toutefois, l'augmentation de la perturbation de l'indice effectif introduit par les barrières dans le CP est à l'origine de seuils laser plus élevés suite aux pertes optiques induites par le plus grand saut de facteur de remplissage du miroir. En même temps, la variation progressive de la largeur des tiges silicium (dispositifs de classe C) implique un SMSR plus faible du fait de la réduction des pertes optiques diffractées ainsi qu'un seuil plus fort en raison d'un volume modal plus élevé, le mode s'étalant d'avantage à l'intérieur des barrières par rapport aux dispositifs des classes A et B. En effet, les dispositifs de classe A et classe B montrent une bonne sélection modale et des seuils laser tout à fait faibles, même si les microlasers de classe B offrent un meilleur SMSR (27 dB) vis-à-vis d'une très modeste croissance du seuil par rapport aux composants de classe A (de 470 μ W à 500 μ W).

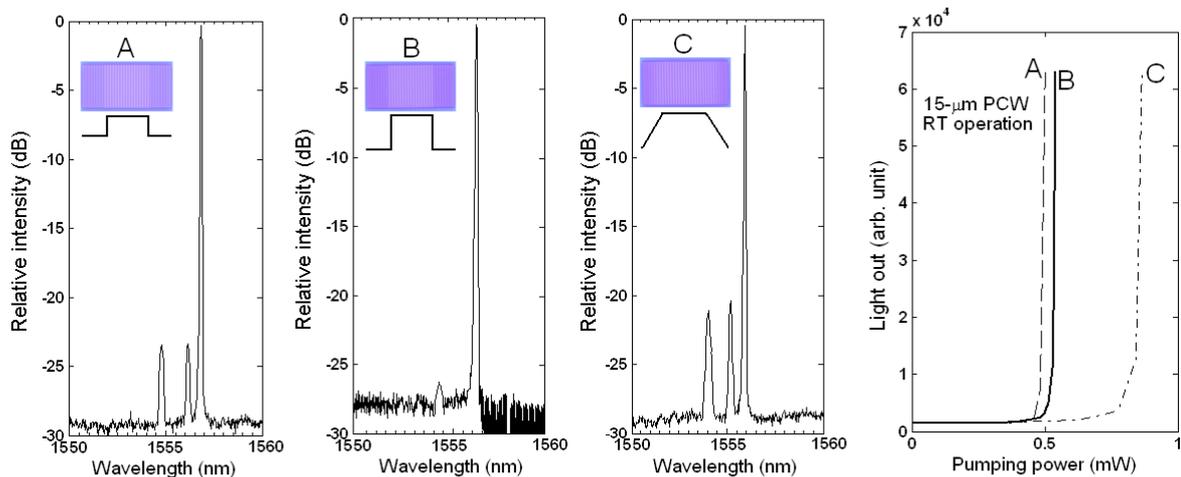


Figure 19-Comportement modal en régime d'émission continu des VCSELs à double CP en fonction des différentes architectures de barrière. Les propriétés modales à température ambiante (trois premières figures de gauche) et le seuil du mode fondamental (dernière figure à droite) concernant les dispositifs avec une hétérostructure abrupte à saut de facteur de remplissage faible (A), fort (B), et saut de facteur de remplissage à variation linéaire progressive (C) sont montrées. Les dispositifs avec une hétérostructure abrupte à fort saut de facteur de remplissage (classe B) fournissent le meilleur compromis entre sélectivité modale (26 dB) et régime d'opération faible seuil (0.5 mW)

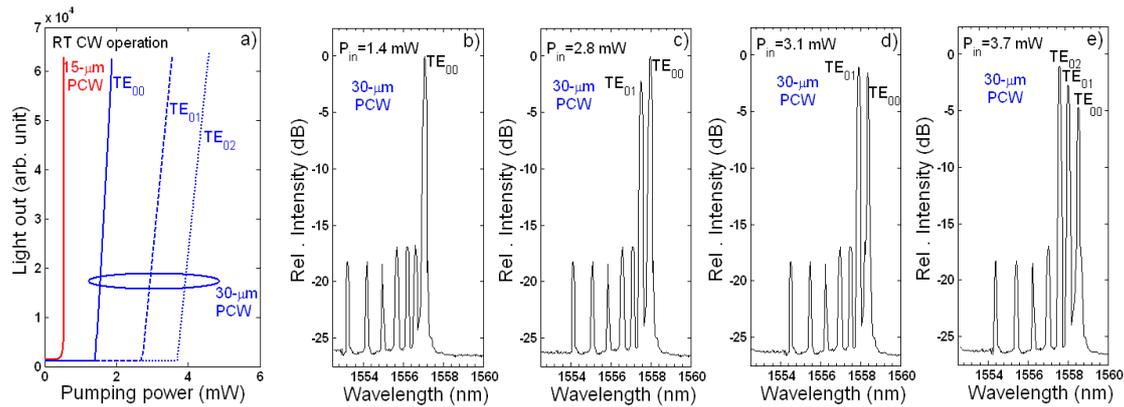


Figure 20-(a) Comportement modal en régime d'émission continu des VCSELs à double CP 1-D (dispositifs de classe B) en fonction de la taille du puits photonique. Les valeurs de seuil du mode fondamental ainsi que des modes latéraux du premier et deuxième ordre sont montrées pour une taille du puits photonique, respectivement, de 15 μm et 30 μm . (b-e) Propriétés modales à température ambiante en fonction de la puissance de pompe pour les dispositifs avec une taille du puits photonique de 30 μm . L'action combinée du spatial hole burning (SHB) et de la focalisation thermique, en opérant à puissance de pompe élevées, permet aux modes latéraux d'ordre supérieur d'atteindre le seuil laser, et d'entrer donc en compétition modale avec le mode latéral fondamental (d, e).

Une sélection modale plus approximative, bien que toujours efficace, peut être obtenue par la simple variation de la largeur du puits photonique des miroirs à CP. La distance entre les barrières est utilisée comme un paramètre de contrôle pour augmenter ou affaiblir la diffraction soufferte par les modes latéraux, et donc, fournit un levier pour concevoir des cavités optiques opérant en régime d'émission monomode ou multimode. De plus, les modes dotés d'un diagramme de rayonnement plus élargi – donc, caractérisés par une composante transversale du vecteur d'onde plus grande – sont soumis à une vitesse de groupe moyenne plus élevée. Cet effet est directement lié à la pente croissante de la caractéristique de dispersion lorsqu'on en s'éloigne progressivement du point de symétrie Γ du CP. Par conséquent, on peut imaginer que les photons de ces modes échappent du miroir à CP plus « rapidement » à détriment du seuil laser du VCSEL. En effet, l'utilisation de miroirs plus grands et de barrières suffisamment épaisses est cruciale pour obtenir le régime d'émission multimode à des seuils beaucoup plus faibles. L'élargissement de la taille transversale de la cavité permet de plus d'accéder à des vecteurs d'onde modaux plus petits et en proximité du point Γ , et de pouvoir donc soumettre les photons à un ralentissement latéral plus efficace. Dans ce cas, des facteurs de qualité très élevés sont accessibles aux modes latéraux d'ordre supérieur et le régime d'émission multimodale à faible seuil devient possible comme montré en Fig. 20.

Les résultats en Fig. 20 montrent, en ligne avec les prévisions, qu'un puits du cristal photonique plus grand étend les volumes modaux davantage [réf. Fig. 20(a)], tandis qu'une distance supérieure entre les barrières supprime la sélection par diffraction du mode fondamental. De plus, le faible décalage observé entre les différents modes latéraux dans les microsources dotées de miroir plus larges constitue une confirmation du fait que les modes opèrent dans un domaine de l'espace réciproque plus proche du point Γ , et peuvent donc bénéficier d'un ralentissement de la lumière plus efficace. Les très faibles pertes

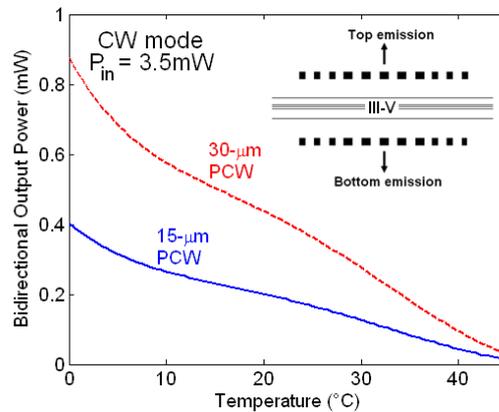


Figure 21-Puissance optique globale en sortie du VCSEL à double CP (somme des deux contributions de l'émission du miroir supérieur et inférieur) en fonction de la température du support en régime d'émission continu à une puissance de pompe de 3.5 mW. Une puissance en sortie de 0.4 mW est obtenue pour les dispositifs de 30 μm de taille du puits photonique.

optiques qui caractérisent l'utilisation des miroirs à CP de taille plus grande est à l'origine du comportement multimode de l'émission du VCSEL [réf. Fig. 20(b)-(d)], tandis que les effets du *spatial hole burning* (SHB) et de la focalisation thermique qui se manifestent à des puissances de pompe élevées permettent aux modes latéraux d'ordre supérieur d'entrer en compétition modale avec le mode latéral fondamental.

Il est aussi clair que l'offset de bande fourni par l'hétérostructure est suffisamment élevé (50 meV) pour confiner un nombre significatif de modes latéraux de la cavité optique, tandis que la sélection modale est introduite de façon sélective par les pertes diffractées subies par les modes optiques, à cause de la perturbation de l'indice effectif des CP membranaire dotés des barrières. En conclusion, les résultats présentés constituent une preuve expérimentale suffisamment robuste qui soutient le rôle joué par les hétérostructures photoniques visant une manipulation optique fine des propriétés modales des cavités VCSELs à double CP 1-D.

Enfin, la puissance optique en sortie en fonction de la température a été évaluée en rajoutant un point de monitoring de la puissance émise par les sources VCSEL à double CP selon la direction de l'axe optique du banc de caractérisation. Tenant compte de la symétrie des miroirs à CP ainsi que des deux espaceurs en silice de la structure, les chiffres donnés considèrent la puissance optique globale en sortie du dispositif comme la somme des deux contributions identiques par le miroir supérieur et le miroir inférieur comme décrit en Fig. 21. Les pertes optiques liées aux réflexions multiples le long de l'axe optique, comme la réflectivité à l'interface entre l'air et la couche de silice qui couvre le CP supérieur ne sont pas prises en compte dans cette estimation. Encore plus important, la puissance maximale en sortie du dispositif est limitée par la puissance maximale fournie par la diode laser de pompe : donc, une estimation correcte du niveau réel de la puissance en sortie pourra être déterminée seulement par la caractérisation électro-optique des démonstrateurs à pompage électrique actuellement en cours de fabrication.

III.B-3 – Test préliminaire sur le guidage optique

Le tout dernier résultat obtenu dans le cadre de la thèse concerne le couplage optique de la lumière au microguide en silicium en utilisant un réseau partiellement gravé comme coupleur. On montre en Fig. 22 deux images à la camera infrarouge : la première image est reportée comme référence pour la deuxième ainsi que pour bien montrer les différentes sections qui constituent la microcavité optique couplée au guide silicium.

Les mesures de photoluminescence ont été faites sur les microlasers VCSEL dotés de larges miroirs avec un puits photonique de 30 μm . Or, en poussant au maximum consenti la résolution et le contraste fourni par la camera infrarouge utilisée, on peut bien voir apparaître au-dessus du seuil deux taches d'émission laser : la première sur la structure VCSEL – ou, autrement dit, émission principale – et une deuxième tache beaucoup moins intense, mais bien évidemment présente, en correspondance du réseau de sortie après le guide et le taper. Cela donne à notre avis une démonstration préliminaire de l'insertion des photons de la composante guidée du mode hybride présente dans les miroirs du VCSEL à CP dans les modes guidés du guide silicium. Il faut bien souligner que les résultats présentés ne représentent qu'une caractérisation tout à fait préliminaire du couplage optique aux microguides silicium et que des nouveaux résultats expérimentaux sont attendus pour la caractérisation électro-optique des premiers démonstrateurs à pompage électrique prévue pour Novembre 2012.

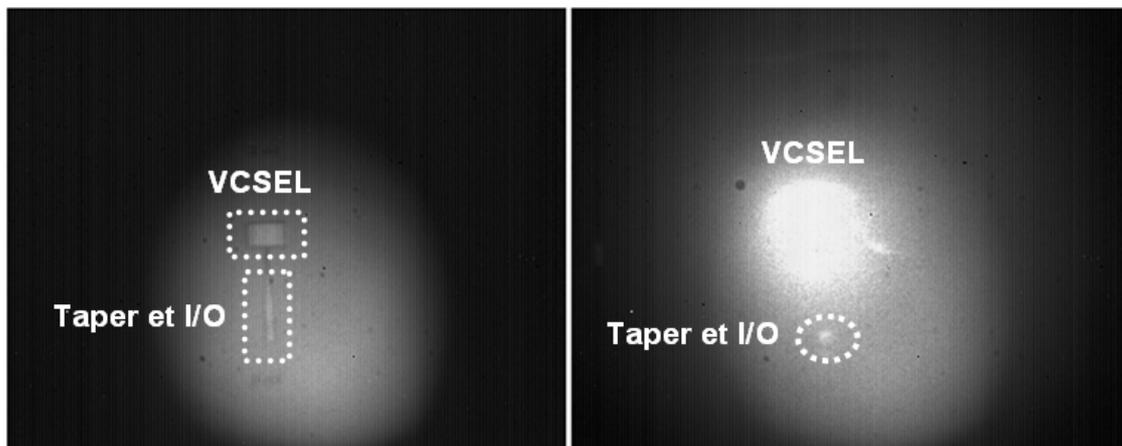


Figure 22-Images infrarouges de l'émission laser (droite) sortante des dispositifs VCSEL à double CP couplés au guide en silicium par un réseau de couplage partiellement gravé. On peut bien noter une deuxième tache d'émission en correspondance du réseau d'entrée/sortie (I/O) positionné à la fin du taper linéaire : même si avec des rendements encore faibles, de la lumière est clairement couplée du laser dans le microguide silicium.

Conclusion

La croissance continue et rapide du trafic de données dans les infrastructures de télécommunications, impose des niveaux de débit de transmission ainsi que de puissance de traitement de l'information, que les capacités intrinsèques des systèmes et microcircuits électroniques ne seront plus en mesure d'assurer à brève échéance : le développement de nouveaux scénarii technologiques s'avère indispensable pour répondre à la demande de bande passante imposée notamment par la révolution de l'internet, tout en préservant une consommation énergétique raisonnable. Dans ce contexte, l'intégration hétérogène fonctionnelle de dispositifs photoniques sur puce microélectronique constitue une stratégie prometteuse pour surmonter l'impasse technologique actuelle, tout en ouvrant la voie à un développement rapide d'architectures et de systèmes de communications innovants.

L'intégration photonique hétérogène de composants actifs, c'est-à-dire capables d'émettre un signal lumineux, à base de semiconducteurs composés III-V et de circuits passifs à base de silicium est au cœur de ces défis technologiques, que le projet européen HELIOS financé par la Commission Européenne est en passe de relever, en misant sur la formidable puissance technique et économique offerte par la technologie silicium dite CMOS : toutes les solutions technologiques développées dans ce projet sont en effet compatibles avec les procédés mis en œuvre dans les fonderies industrielles où sont produits les circuits microélectroniques qui palpitent au cœur de tous les systèmes de traitement de l'information (ordinateurs, mobiles, capteurs biologiques et médicaux, etc...).

C'est dans ce contexte que l'intense coopération développée entre l'Institut des Nanotechnologies de Lyon (CNRS) et le Commissariat à l'énergie atomique (CEA-Leti) depuis une dizaine d'année sur la conception et la réalisation d'architectures nanophotoniques 3D, vient de déboucher sur la production de sources micro-laser compactes innovantes émettant à 1.55- μm . Il s'agit de la première démonstration au niveau international de sources lasers à émission par la surface (VCSELs) CMOS-compatibles employant deux miroirs à base de cristaux photoniques membranaires (CPM). Ces structures périodiques sont dotées de la capacité de manipulation de la lumière à l'échelle de la longueur d'onde, et donc de reproduire des fonctions optiques uniques. Dans ce cas particulier, des modes optiques particuliers dits de Bloch, qui imposent un fort ralentissement à la lumière, sont exploités pour réaliser des miroirs très large bande et sensibles à la polarisation avec une compacité latérale et verticale optimale, permettant un intense confinement optique 3D de la lumière à l'échelle de la longueur d'onde.

Ces dispositifs émetteurs de lumière sont l'archétype même de la micro-source laser idéale intégrable sur circuits silicium et compatible avec la technologie CMOS. L'intégration hétérogène des matériaux semiconducteurs III-V et silicium réalisée par des procédés de collage moléculaire inventés au CEA-Leti, permet de distribuer les fonctions qui leur sont attribuées en stricte fonction de leur capacité : alors que la structuration nanophotonique sub-longueur d'onde est exclusivement réalisée dans le silicium, les matériaux III-V se limitent à la seule tâche de pourvoyeurs de photons. Par ailleurs l'extrême compacité des dispositifs permet de réaliser le meilleur compromis entre puissance lumineuse disponible et énergie consommée, tout en ouvrant la voie à

leur intégration à très large échelle. L'architecture inédite de ces dispositifs autorise en outre la réalisation d'une large palette de fonctionnalités, avec notamment la possibilité de collecter la lumière directement par la surface dans l'espace libre ou dans une fibre optique, mais également au cœur de la puce en la couplant à des micro-guides silicium, tout en maîtrisant à volonté la longueur d'onde d'émission par la seule vertu de la lithographie du silicium.

En résumé la première démonstration d'une source VCSEL CMOS-compatible à double cristal photonique marque un double tournant : (i) cette technologie innovante s'invite dans le vaste territoire conquis au cours des deux dernières décennies par les dispositifs VCSEL classiques, dont il est peu douteux qu'elle assurera le remplacement pur et simple ; (ii) la possibilité d'intégration à large échelle selon des procédés CMOS-compatibles permet à la fois d'élargir le champ d'applications et de mettre en œuvre une production de masse à haut rendement de fabrication, ouvrant des perspectives industrielles très prometteuses dont on ne peut encore mesurer l'ampleur des développements.