HAL
archives-ouvertes.fr

Composants optoélectroniques à faible consommation en III-V sur silicium

Thi Nhung Vu

To cite this version:

Thi Nhung Vu. Composants optoélectroniques à faible consommation en III-V sur silicium. Optique [physics.optics]. Université Paris-Saclay, 2017. Français. <NNT : 2017SACLS172>. <tel-01595952>

HAL Id: tel-01595952

https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01595952

Submitted on 27 Sep 2017

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.

université PARIS-SACLAY

NNT : 2017SACLS172

Thèse de doctorat

UNIVERSITÉ PARIS SUD

Comprendre le monde, construire l'avenir®

Composants optoélectroniques à faible consommation en III-V sur silicium

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

École doctorale n°575
Electrical, optical, bio-physics and engineering
Spécialité de doctorat: Physique

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 18 Juillet 2017, par

Thi Nhung VU

Composition du Jury :

M. Abderrahim RAMDANE Directeur de recherche, C2N-Marcoussis	Président
M. Christian SEASSAL Directeur de recherche, Institut des Nanotechnologies de Lyon	Rapporteur
M. Christophe PEUCHERET Professeur, ENSSAT	Rapporteur
Mme. Sélogène OLIVIER Ingénieur de recherche, CEA-LETI-MINATEC	Examinateur
Mme. Delphine MARRIS-MORINI Professeur, C2N-Orsay	Directrice de thèse
M. Fabrice RAINERI Maitre de conférences, C2N-Marcoussis	Co-encadrant

ÉCOLE DOCTORALE
Physique et ingénierie : électrons, photons, sciences du vivant (EOBE)

Titre : Composants optoélectroniques à faible consommation en III-V sur silicium

Mots clés : Modulateur optique, photonique silicium, onde lente, structure hybride

Résumé : La photonique sur silicium est envisagée comme une solution technologique très prometteuse pour le remplacement des interconnexions électriques par des interconnexions optiques devant se produire dans les prochaines années. Des dispositifs optoélectroniques comme des sources lasers, des modulateurs et des détecteurs, ont été développés pour la réalisation de circuits intégrant des émetteurs/récepteurs. Parmi les défis devant être relevés pour faire avancé la photonique sur silicium, la réduction de la consommation électrique du modulateur est un point crucial. L'intégration des composants passifs et actifs en utilisant une seule et même technologie est également un enjeu majeur pour les futurs systèmes de communication optique. Grâce au développement de l'intégration hybride de semi-conducteurs III-V sur silicium pour la réalisation de sources laser sur silicium, de nouvelles voies peuvent être envisagée pour réaliser des modulateurs optiques et des photodétecteurs efficaces et compacts. De plus, les cristaux photoniques 2D (PhC) et spécifiquement les structures à ondes lentes, qui sont connues pour renforcer les interactions entre la lumière et la matière peuvent apporter des solutions intéressantes pour diminuer de manière ultime la puissance consommée.

Dans ce contexte, les travaux menés durant ma thèse ont porté plus spécifiquement sur la conception, la fabrication et la caractérisation de modulateurs à électro-absorption à onde lente en semiconducteur III-V sur silicium. Dans une première partie consacrée à la modélisation, une attention particulière est portée à la conception du cristal photonique et au couplage de la lumière du guide silicium vers l'onde lente. Les performances de la structure optimisée sont aussi analysées, donnant un modulateur de seulement 18.75 µm de longueur fonctionnant à 15 GHz avec un taux d'extinction supérieure à 5 dB sur une gamme spectrale supérieure à 10 nm. Par la suite, l'ensemble des procédés de nanotechnologies durant la thèse pour la fabrication des dispositifs sont présentés. Enfin, les résultats expérimentaux obtenus au cours de cette thèse démontrent l'effet Stark Confiné Quantiquement et l'effet de photodétection obtenu sur les structures intégrées. Les perspectives de ce travail de thèse concernent la réalisation de circuits intégrés photoniques complets, incluant sources lasers, modulateurs à électroabsorption et photodétecteurs en utilisant une seule et même technologie.

ÉCOLE DOCTORALE
Physique et ingénierie : électrons, photons, sciences du vivant (EOBE)

Title : III-V on silicon low power consumption optoelectronic devices

Keywords : Optical modulator, silicon photonics, slow light, hybrid structures

Abstract: Silicon photonics is considered as a promising solution to replace electrical interconnections in the next years. Among the remaining challenges, the driving power of the active devices has to be minimized. Furthermore the use of a common technological platform for the realization of Silicon (Si) photonics passive and active devices would present a great interest in term of fabrication complexity and cost. III-V on Si is a good candidate for such a common technological platform as the physical properties of III-V semiconductors allow for active functionalities such as III-V on Si laser which have already been successfully demonstrated. In this perspective, 2D photonic crystals (PhCs) and slow light structures, which are known to intrinsically reinforce light/matter interaction can also bring interesting opportunities.

In this context, the work is focused on the design, fabrication and characterization of slow-light III-V-on-silicon electroabsorption modulators. In a first part, the photonic crystal structure and light coupling from silicon waveguide to slow light III-V waveguide are designed and modeled. The performance of the optimized structure is analyzed, showing a modulator operating at 15 GHz and exhibiting an extinction ratio of more than 5 dB over a spectral range of more than 10 nm, using a 18.75 µm-long modulator. Subsequently, the masks and fabrication steps for a hybrid III-V photonic crystal on Si modulators are presented. Finally, the experimental results obtained during this thesis are presented, showing Quantum Confined Stark Effect and photodetection in the waveguide integrated structures. The reported works open perspective towards the integrating of optical modulators with III-V on silicon nanolasers and photodetectors using a single technology.

Remerciements

Ce travail de recherche s'est déroulé en collaboration entre le laboratoire d'Institut d'Electronique Fondamentale IEF et le Laboratoire de Photonique et de Nanostructure LPN, qui regroupent ensemble à Centre de nanosciences et de nanotechnologies C2N.

Je remercie particulièrement Christian Seassal, Directeur de recherche à l'Institut des Nanotechnologies de Lyon et Christophe Peucheret, Professeur de l'Ecole nationale supérieure des sciences appliquées et de technologie (ENSSAT) d'avoir accepté d'être rapporteurs pour ce travail de thèse. Je remercie également Abderrahim Ramdane, Directeur de recherche au LPN et Ségolène Olivier, Ingénieur de recherche de CEA-LETI-MINATEC de m'avoir fait l'honneur de faire partie du jury lors de ma soutenance.

J'adresse mes respectueux remerciements à Delphine Marris-Morini pour m'avoir encadré au cours de mes quatre ans passés. Je lui suis éternellement reconnaissant pour tout ce qu'elle m'a apporté. Sa disponibilité, ses conseils avisés, et son enthousiasme m'ont considérablement aidé à progresser tout au long de ma thèse. A son côté, j'ai non seulement appris scientifiquement mais aussi humainement. C'était vraiment un très grand plaisir et une grande chance d'avoir travaillé sur sa direction.

Je remercie particulièrement Fabrice Raineri, mon co-encadrant, que ce travail de thèse n'aurait pu voir le jour sans son aide et son expertise. Ses conseils, sa disponibilité, ainsi que sa grande maîtrise des technologies de fabrication m'ont permis d'acquérir des précieuses connaissances en fabrication en salle blanche.

Je remercie tous les personnes dans notre groupe « SiliconPhotonics » à l'IEF. Tout d'abord, je me dois de remercier très chaleureusement Laurent Vivien, Xavier Leroux, et Eric Cassan pour leurs conseils avisés et leurs sympathies. D'autre part, j'ai sincèrement apprécie durant mes quatre années la bonne et chaleureuse ambiance entretenue par les doctorants, les post-docs dans notre group. Diego, je tiens à le remercier pour sa disponibilité et ses aides sur des premières simulations FDTD. Vladyslav, il est toujours très sympa bien que je lui aie dérangé plusieurs fois par la connexion de TeamViewer quand je n'étais pas à l'IEF, merci beaucoup pour ses aides. Merci à Papichaya, Weiwei, Samuel, Cam, Samson qui ont partagé mes quatre ans à l'IEF. Phuong, Daniel, Elena, Carlos, Mathias, Guillaume, Qiankun, Dorian, Maurin, Sylvain, cela a été un très grand plaisir de travailler avec vous tous.

Je tiens aussi à remercier l'ensemble des membres du groupe « NanophotoniQ » au LPN : Rama Raj, Ariel Levenson, Rémy Braive, Kamel Bencheikh, Nadia Belabas, Sylvain Barbay, Alejondro Giacomotti. Je remercie vivement mes deux collègues du bureau : Dorian et Ivens avec qui j'ai partagé cet espace agréable pendant mes deux dernières années. Merci à Dorian pour tous ses enthousiasmes et ses aides en IPKiss, en salle blanche et aussi en salle de manip. Merci à Rui, ma belle amie pour toutes ses gentillesses et ses gaietés au LPN. Mes remerciements vont aussi à Guillaume, Aude, Quentin, Mathias, Guihem, Antu, Gabriel, Francesco, Guiseppe..

Ce travail de thèse n'aurait pu voir le jour sans l'aide et l'expertise de l'ensemble des gens intervenant en salle blanche. Je remercie Laurent Couraud et Laetitia Leroy pour tous les dépôts métalliques, et ils furent nombreux, que je ne pouvais pas réaliser moi-même. Mes remerciements vont aussi à Christophe Dupuis pour la formation en lithographie optique, en microscopie électronique, et sur le « bonder ». Merci à Stéphane Guilet pour m'avoir formé aux gravures RIE. Enfin, je remercie à Alan Durnez pour la réalisation des dépôts par ALD, ainsi que la formation de dépôt PECVD.

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

Enfin, je tiens à remercier plus que tout ma famille qui m'a soutenu tout au long de cette thèse. Merci à ma mère Thao, à mon père Uyen, à ma belle-mère Khanh, mon beau-père Luong pour leur soutien et leurs encouragements. Merci aussi à mon petit frère Nam avec ses « Mcdo » qui m'ont sauvé pendant la période de rédaction. Pour finir, mes dernières pensées sont pour toi, Phuc. Merci pour tout ce que tu as fait pour moi, pour tout ce que tu apportes dans ma vie. Phuc-Anh et toi sont des mieux motivations qui m'encouragent tout au long de cette thèse.

Paris, le 18 Juillet 2017

Table des matières

Remerciements 5
Chapitre I : Introduction 11
1 Photonique Silicium et hybride III-V sur silicium 11
1.1 Photonique Silicium (Si) 11
1.2 Composants hybrides III-V sur Si 12
1.3 Challenges actuels de la photonique Silicium 13
2 Modulateurs optiques en photonique silicium 14
2.1 Facteurs de mérite 14
2.2 Mécanisme de modulation optique 15
2.2.1 Modulateur à électro-réfraction 15
2.2.2 Modulateur à électro-absorption 20
2.3 Composants actifs à base de cristaux photoniques. 23
3 Contexte et objectifs de la thèse 24
4 Bibliographie 27
Chapitre II : Conception des modulateurs à électro-absorption à onde lente III-V sur Silicium 33
1 Intégration hybride III-V sur silicium : techniques de fabrication 34
2 Structures à onde lente dans une membrane III-V sur Silicium 38
2.1 Structures à cristaux photoniques à ondes lentes : principes 38
2.2 Simulation numérique des structures à cristaux photoniques 40
2.3 Conception de la structure à onde lente : membrane de 450 nm d'épaisseur 41
3 Couplage de la lumière 48

3.1 Couplage de la lumière du guide d'onde SOI vers le guide ruban III-V 48
3.1.1 Eléments de théorie de couplage entre deux guides 48
3.1.2 Collage de l'empilement III-V sur SOI et évaluation de la constante de couplage 54
3.1.3 Conception du coupleur 57
3.1.4 Conclusion 67
3.2 Couplage de la lumière du guide ruban III-V vers le guide à cristaux photoniques à onde lente 68
4 Performance du modulateur à électro-absorption 70
4.1 Performance optique 70
4.2 Rapidité du modulateur 72
5 Conclusion 76
6 Bibliographie 76
Chapitre III : Fabrication des modulateurs à électro-absorption à onde lente III-V sur silicium 81
1 Matériaux et généralités 81
1.1 Structure SOI et hétérostructure III-V 81
1.2 Processus général de fabrication 82
1.3 Conception des masques GDS de l'échantillon 83
2 Etapes de fabrication des guides d'onde SOI 84
2.1 Niveau 1 : Marques métalliques globales 85
2.2 Niveau 2 : Guide ruban Si 85
3 Report de substrat 87
3.1 Collage BCB 87
3.2 Retrait du substrat InP 89
4 Fabrication des composants actifs III-V 89
4.1 Gravure des cristaux photoniques et des guides rubans III-V 91
4.1.1 Niveau 3 : Gravure des cristaux photoniques III-V 91
4.1.2 Niveau 4 : Gravure des guides rubans III-V 93
4.2 Dépôt des métaux pour les contacts électriques 96
4.2.1 Niveau 5 : contact de type p 96
4.2.2 Niveau 6 : contact de type n 97
4.3 Passivation, encapsulation et ouverture des vias électriques 97
4.3.1 Passivation 97
4.3.2 Encapsulation 98
4.3.3 Niveau 7 : Ouverture pour des vias électriques 98
4.3.4 Niveau 8 : Déposition des vias électriques 99

5 Conclusion 100
6 Bibliographie 101
Chapitre IV : Caractérisation 103
1 Caractérisation du cristal photonique III-V sur SOI : photoluminescence 103
1.1 Description du banc de caractérisation de photoluminescence (PL) 104
1.2 Résultat de caractérisation 104
2 Caractérisation de l'ESCQ : diode à illumination par la surface 107
2.1 Description du banc de caractérisation 107
2.2 Résultats de caractérisation 108
3 Composants intégrés en guide d'onde 110
3.1 Caractérisation I-V 110
3.2 Mesure du photocourant en configuration guide d'onde 111
4 Conclusion 113
Chapitre V : Conclusion et perspectives 114
Liste de figures 117

Chapitre I : Introduction

1 Photonique Silicium et hybride III-V sur silicium

1.1 Photonique Silicium (Si)

Dans les dernières années, le développement de la photonique sur silicium (Si) a généré un intérêt croissant. Les domaines de la microélectronique et des télécommunications pourraient bénéficier du développement de solutions photoniques performantes et à faible coût [1]. Des dispositifs optoélectroniques comme des sources, des modulateurs et des détecteurs ont été récemment développées pour la réalisation de circuits intégrant des émetteurs/récepteurs [2].

En effet, étant transparent au-dessus de 1.2 µm, le silicium a été depuis longtemps considéré comme un matériau intéressant pour la réalisation de guides d'ondes aux longueurs d'ondes des télécommunications optiques. Plus particulièrement, la plateforme de matériau Silicium sur isolant (SOI pour Silicon-on-Insulator en anglais), formée d'un empilement de couches Si/SiO_2/Substrat Si au dessus du substrat permet d'obtenir des guides d'ondes où le champ électromagnétique est fortement confiné et de concevoir des circuits optiques très compacts. En outre, l'attractivité de la photonique sur silicium provient de la possibilité de profiter des méthodes de technologies CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) développée pour la microélectronique ouvrant la voie aux capacités de production à grande échelle, avec un rendement élevé et une fiabilité élevée.

En conséquence, l'intégration des composants photoniques sur silicium dans un circuit intégré utilisant la technologie CMOS est un enjeu industriel majeur. Pour les clusters de serveurs et les centres de stockage de données, Luxtera et Kotura ont déjà démontré et commercialisé des émetteurs-récepteurs optiques à 100 Gigabit/s à base de photonique silicium [3-4]. D'autre part, Intel a réussi à effectuer une intégration complète (laser + transmetteur) à 50 Gb/s [5-6]. Quant aux chercheurs d'IBM, ils ont inclus des interconnexions optiques silicium combinées à des sources laser VCSEL dans le super-ordinateur Blue Waters à 10 PetaFlop [7-8].

Les circuits intégrés visées en photonique sur silicium sont constitués de composants passifs et de composants actifs. Parmi les composants passifs, les guides d'ondes à faibles pertes sont essentiels pour assurer la propagation de l'information optique [10]. De nombreuses études ont aussi portées sur la conception de réseaux de diffraction permettant le couplage par la surface de la lumière dans les guides [9]. Des multiplexeurs en longueur d'onde (WDM pour Wavelength Division Multiplexing en anglais) ont été réalisés à base de réseau en échelle ou d'AWG (Arrayed waveguide gratings) [11-12]. Un système d'interconnexion optique nécessite également des éléments actifs, d'émission de lumière et de

conversion électro-optique et optoélectronique (Figure 1). La bande interdite indirecte du silicium le rendant très inefficace pour l'émission de la lumière, la solution la plus mature à l'heure actuelle pour obtenir une source optique sur silicium consiste à intégrer une couche de semi-conducteur III-V [13-14]. Les modulateurs optiques en silicium, basés sur la déplétion de porteurs dans une diode intégrée dans un guide d'onde SOI permettent de coder le signal optique à partir d'un signal électrique [15-19]. Enfin le germanium est un matériau compatible à technologie CMOS qui est intégrable par croissance épitaxiale sur silicium. Cette technologie est mature pour la réalisation de photo-détecteurs [20-22].

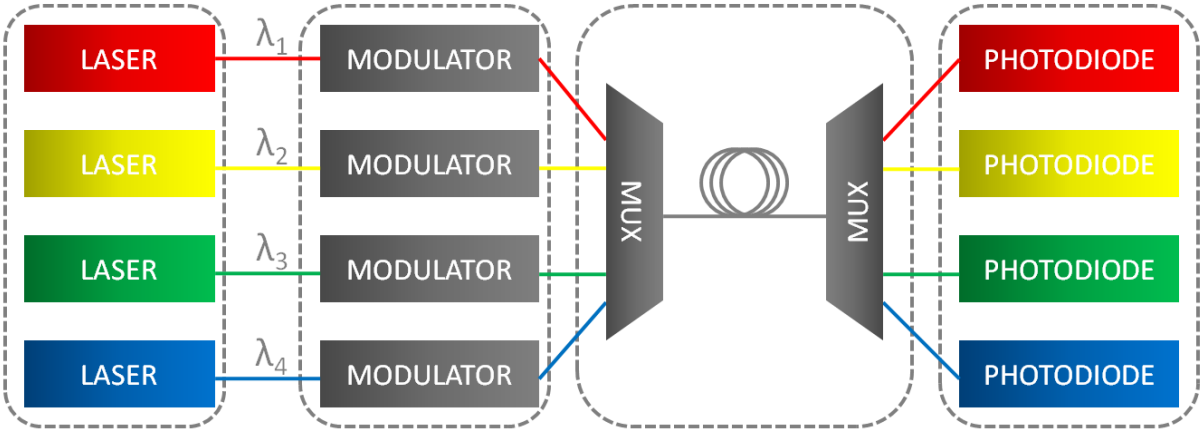


Figure 1: Exemple d'un système d'interconnexions optiques

1.2 Composants hybrides III-V sur Si

Le substrat SOI est donc une plateforme de choix, grâce à la disponibilité de techniques de fabrication de masse très performantes, mais nécessite l'intégration hétérogène de matériau III-V au moins pour la source laser. En fonction des matériaux et de la composition des différents éléments dans l'alliage III-V, il est possible de couvrir un grand domaine spectral d'intérêt (gamme du proche infrarouge). D'autre part, les hétéro-structures contenant des puits quantiques ou des boîtes quantiques servent à confiner des porteurs et rendent les dispositifs plus efficaces. En outre, l'efficacité quantique interne peut être extrêmement élevée (≈ 100%), ce qui est un atout pour la construction de dispositifs de faible consommation.

Ainsi, la combinaison de ces deux matériaux, la photonique passive du silicium renforcée par des fonctions actives basées sur les III-V, est une voie prometteuse qui permet de minimiser les coûts et maximiser les performances des composants.

Dans la littérature, des lasers et des modulateurs hybrides III-V sur Si ont déjà été démontrés. Hui-Wen Chen et al. [23] ont présenté le premier modulateur hybride III-V sur Si en utilisant un interféromètre Mach Zehnder (Figure 2(a)). Ce modulateur utilise la déplétion de porteurs dans les puits quantiques AlGaInAs pour obtenir une transmission à 10 Gb/s et une efficacité ($V_\pi L_\pi$) de 2 V.mm.

En 2007, A.W. Fang et al. [24] ont montré la première fois un laser hybride III-V sur silicium en régime continu en utilisant une cavité de Fabry-Perot (Figure 2(b)).

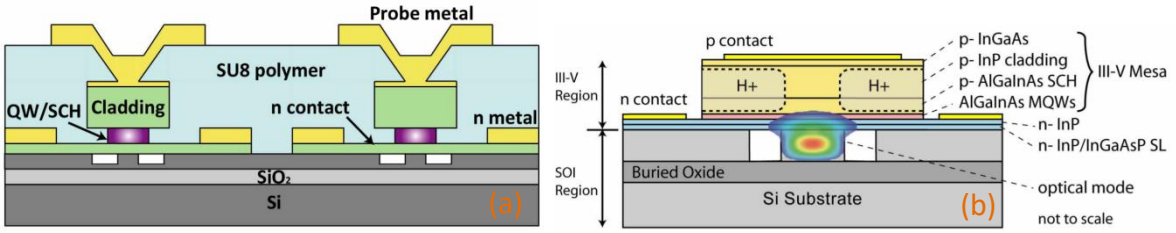


Figure 2: (a) Modulateur Mach Zehnder hybride III-V sur Si [23] et (b) Laser Fabry-Perot hybride III-V sur Si [24]

1.3 Challenges actuels de la photonique Silicium

Pour être compétitif avec les interconnexions électriques, les interconnexions optiques doivent répondre à plusieurs exigences agressives en termes de consommation d'énergie, de densité de données et, d'intégration des différents composants optiques [25-27] :

- La consommation totale d'énergie d'un système d'interconnexion optique inter-puce devrait être inférieure à 100 fJ/bit [25] pour les applications à courtes distances (intra et inter-circuits intégrés).

- En terme d'intégration, les modulateurs Si, les photo-détecteurs Ge et les composants passifs ont déjà été démontrés et co-intégrés de manière monolithique sur les même circuits intégrés photoniques [28-29]. Cependant l'intégration avec le laser est plus délicate. À l'heure actuelle, plusieurs groupes ont cependant démontré la co-intégration de laser hybride III-V sur silicium et de modulateur silicium pour former des émetteurs optiques performants. Alduino et al. (Intel) ont montré quatre laser hybrides III-V sur silicium DBR, chacun émettant à une longueur d'onde différente fixée dans la région de 1.3 µm, co-intégrés avec quatre modulateurs, chacun fonctionnant à un débit de données de 12.5Gb/s, conduisant ainsi à un taux de modulation total de 50 Gb/s [30-31]. Duan et al. (3-5 lab, Nokia, Thalès, CEA) ont également démontré un émetteur similaire, composé d'un laser hybride III-V sur silicium DBR, émettant dans la région de 1.55 µm, et un modulateur silicium limité à un débit de modulation de 10 Gb/s [32-33].

Au final, malgré les réalisations mentionnées ci-dessus, l'intégration technologique de lasers III-V, de modulateurs et de photodétecteurs, même si elle est possible, entraîne toujours un compromis sur les performances des différents composants, en comparaison avec les performances des composants isolés. L'intégration de l'ensemble des composants actifs en utilisant une seule et même technologie est donc un enjeu majeur pour les futurs systèmes de communications optiques. De plus la réduction de la consommation énergétique de chaque composant reste un point clef pour le développement de cette technologie pour les systèmes à grand volume comme à l'intérieur des data centers.

Dans ce cadre, l'objectif de ma thèse vise à démontrer **l'intégration de laser, modulateur et photodétecteur en photonique silicium,** utilisant une technologie unique, celle de **l'intégration hybride III-V sur silicium**. Il a déjà été démontré que cette technologie est appropriée pour la réalisation de sources laser, mais aussi de modulateurs optiques dont les performances influencent de manière drastique les performances de la chaîne de transmission optique. **C'est pourquoi le composant clef à développer est un modulateur optique hybride III-V sur Si, à basse consommation énergétique**.

2 Modulateurs optiques en photonique silicium

Un modulateur optique est un dispositif opto-électronique qui module un signal optique par une tension de commande électrique lorsqu'un faisceau continu est fourni à l'entrée. Par conséquent, un modulateur optique possède au moins deux entrées et une sortie (Figure 3). Comme la lumière est une onde électromagnétique, elle est caractérisée par son amplitude, sa phase, sa longueur d'onde et sa polarisation. Habituellement, les deux premières propriétés (l'amplitude et la phase) sont utilisées en modulation, tandis que les deux dernières (la longueur d'onde et la polarisation) sont utilisées pour multiplexer différents signaux [34-35]. Ainsi pour réaliser la fonction de modulation, on pourra changer soit le coefficient d'absorption (ce qui change l'amplitude) ou bien l'indice de réfraction du milieu de propagation (ce qui change la phase). On parlera de modulation par électro-absorption ou électro-réfraction.

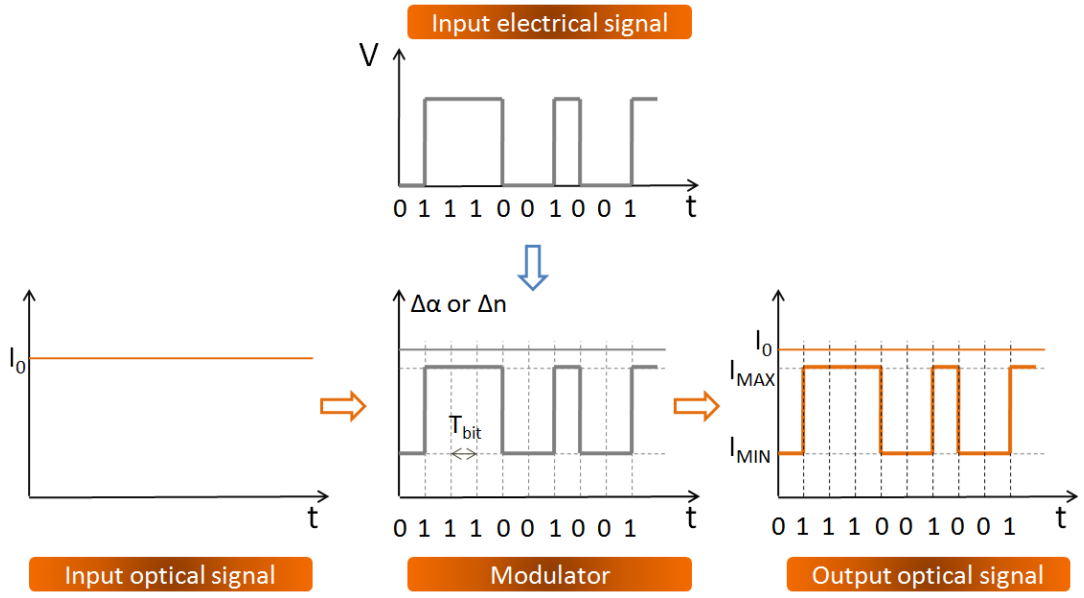


Figure 3: Principe général d'un modulateur d'intensité optique

2.1 Facteurs de mérite

Afin de comparer les performances des modulateurs optiques siliciums, suivant l'application visée, trois facteurs de mérite sont définis et comparés: le taux d'extinction, les pertes d'insertion et la fréquence de coupure du modulateur. Les caractéristiques statiques du modulateur optique sont représentées par les deux premiers facteurs. Le taux d'extinction (ER pour Extinction Ratio en anglais) est le rapport entre l'état passant « on » et l'état bloqué « off » du modulateur. Celui doit bien sûr être le plus fort possible. Quant aux pertes d'insertion (IL pour Insertion Loss en anglais), elles sont obtenues par le rapport de la puissance en sortie du modulateur sur la puissance à l'entrée lorsque le modulateur est dans l'état passant. Elles doivent être les plus faibles possibles pour avoir le meilleur rapport signal sur bruit du canal de transmission. Ces deux facteurs sont donnés par les équations suivantes :

$$ER = 10\log\left(\frac{I_{max}}{I_{min}}\right) \tag{1}$$

$$IL = 10\log\left(\frac{I_{max}}{I_0}\right) \quad (2)$$

Enfin, le dernier facteur est la rapidité ou la fréquence de coupure du modulateur. Le premier élément qui peut limiter la fréquence de coupure est lié à la rapidité intrinsèque de l'effet physique utilisé. Une seconde limitation vient des constantes de temps de types RC du circuit équivalent du modulateur. Enfin, un dernier élément qui pourrait limiter la rapidité de fonctionnement est lié à la propagation de signaux électriques radiofréquences notamment pour les longs dispositifs (> 1mm).

2.2 Mécanisme de modulation optique

2.2.1 Modulateur à électro-réfraction

Différents types de modulateurs à électro-réfraction ont été développés depuis l'émergence de la photonique sur silicium. L'effet de dispersion lié au plasma de porteurs libres (FCPD pour « free carrier plasma dispersion effect ») et l'effet thermo-optique ont d'abord été étudiés. Des modulateurs basés sur des mécanismes Kerr et Pockels ont aussi été étudiés pour des signaux électriques rapides et de faible puissance d'entrée.

2.2.1.1 Effets Kerr et Pockels

Les effets Pockels et Kerr sont respectivement des effets non linéaires du second et du troisième ordre [36]. Lorsqu'un champ électrique fort est appliqué à un matériau, l'indice de réfraction expérimente un changement suivant l'équation:

$$\Delta n = \frac{\chi^{(2)}E}{2n} + \frac{3\chi^{(3)}E^2}{8n} + \cdots \quad (3)$$

où n est l'indice de réfraction du matériau, E est le champ électrique appliqué et $\chi^{(2)}$ et $\chi^{(3)}$ sont respectivement les coefficients Pockels et Kerr. A cause de la structure cristalline centro-symétrique du silicium, il est nécessaire d'utiliser le silicium contraint pour obtenir des modulateurs basés sur l'effet Pockels [37-38]. Le coefficient Kerr est non nul, et l'indice de réfraction varie donc quadratiquement avec le champ électrique appliqué. Cependant les variations d'indice obtenues sont trop faibles pour la réalisation de modulateurs optiques efficaces. Il est à noter que l'effet Kerr dans le silicium est intéressant et utilisé pour des applications d'optique non-linéaire [39-40].

2.2.1.2 Effet thermo-optique

Tableau 1: Coefficient thermo-optique pour de différents matériaux à la longueur d'onde de 1.5 µm à 20°C

	Δn/ΔT (°C^{-1})
Si	$1.87*10^{-4}$ [41]
InP	$2*10^{-4}$ [42]
GaAs	$2.35*10^{-4}$ [42]

Lié à l'expansion ou à la contraction du réseau atomique du matériau, l'effet thermo-optique créé une variation de la partie réelle de l'indice de réfraction du matériau lorsque la température du matériau varie. Le Tableau 1 montre le coefficient thermo-optique pour différents matériaux à la longueur d'onde de 1.5 µm et à 20°C.

En général, l'effet thermo-optique (TO) est simple à mettre en œuvre, mais c'est un effet lent (constantes de temps typiquement de quelques microsecondes), et la puissance consommée est relativement élevée. Cependant, cet effet peut être utilisé avec succès pour la démonstration de commutateurs (switchs) avec des capacités remarquables.

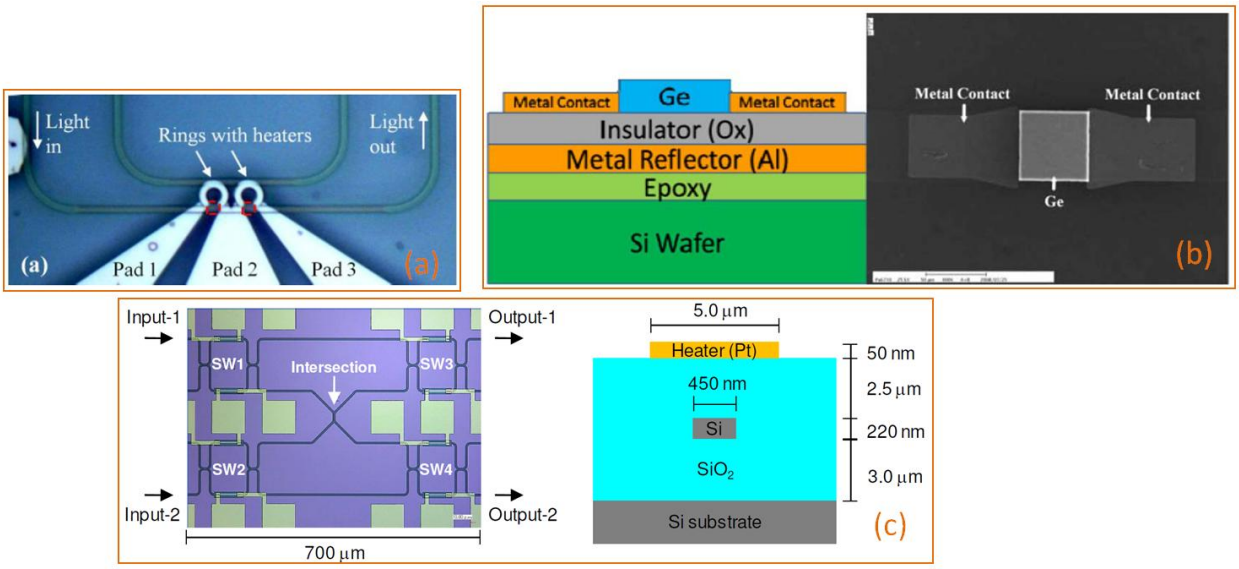


Figure 4: (a) Commutateurs à double micro-disque en silicium [43]; (b) Commutateur thermo-optique à résonance Fabry-Pérot avec son image de MEB [45]; et (c) Commutateur thermo-optique 2x2 [44]

Qiu et al. [43] ont observé un décalage de résonance de 0.26 nm/mW de puissance appliquée à une structure à double micro-disque en silicium à 1.55 µm (Figure 4(a)). Un commutateur thermo-optique 2 x 2 a été démontré dans quatre interféromètres Mach-Zehnder interconnectés (Figure 4(c)). Sa puissance consommée était inférieure à 160 mW [44]. Dans un modulateur réfléchissant à espace libre, une combinaison de thermo-absorption et de thermo-réfraction est utilisée dans un résonateur Fabry-Perot constitué d'une couche de Ge sur SOI (Figure 4(b)). Pour 1.2 V appliqué, le modulateur consomme une puissance de 3.6 mW [45].

2.2.1.3 Electro-réfraction par variation de porteurs

L'effet de dispersion lié au plasma de porteurs libres (FCPD pour « free carrier plasma dispersion effect » en anglais) relie les changements de la densité de porteurs libres (électrons et trous) dans un semi-conducteur avec les changements de l'indice de réfraction complexe. Lorsque la densité de porteurs libres augmente, la partie imaginaire de l'indice de réfraction (coefficient d'absorption) augmente alors que la partie réelle diminue. Cet effet a été théoriquement décrit par le modèle de Drude-Lorentz [46-48]:

$$\Delta n = \frac{e^2\lambda^2}{8\pi^2 c^2 \varepsilon_0 n}\left(\frac{\Delta N_e}{m_e} + \frac{\Delta N_h}{m_h}\right) \tag{4}$$

$$\Delta \alpha = \frac{e^3\lambda^2}{4\pi^2 c^3 \varepsilon_0 n}\left(\frac{\Delta N_e}{{m_e}^2 \mu_e} + \frac{\Delta N_h}{{m_h}^2 \mu_h}\right) \tag{5}$$

Où e est la charge de l'électron, c est la vitesse de la lumière, λ est la longueur d'onde, n est l'indice de réfraction du matériau non perturbé, ε_0 est la permittivité du vide, ΔN_e et ΔN_h sont les concentrations de porteurs libres (électrons et des trous respectivement), m_e et m_h sont les masses effectives des électrons et des trous, μ_e et μ_h sont les mobilités d'électrons et de trous. En remplissant les équations (4) et (5) avec les données appropriées pour le silicium, il est possible de modéliser l'effet de porteurs libres sur l'indice de réfraction du silicium. Cependant, Soref et Bennet ont utilisé des données expérimentales sur le spectre d'absorption d'échantillons de silicium dopé et les ont combinées avec la relation Kramers-Kröning. Ils ont finalement obtenu un ensemble d'équations empiriques pour des longueurs d'onde autour de 1.3 µm et 1.55 µm [48]. Pour $\lambda = 1.55\ \mu m$, l'effet est décrit sous la forme:

$$\Delta n = -8.8 \times 10^{-22} \Delta N_e - 8.5 \times 10^{-18} (\Delta N_h)^{0.8} \tag{6}$$

$$\Delta \alpha = -8.5 \times 10^{-18} \Delta N_e + 6 \times 10^{-18} \Delta N_h \tag{7}$$

Où N_e et N_h sont exprimés en cm^{-3}, $\Delta\alpha$ est donné en cm^{-1}, relié à la variation de la partie imaginaire de l'indice de réfraction par :

$$\Delta k = 100 \Delta \alpha \frac{\lambda}{4\pi} \tag{8}$$

En général, l'effet de dispersion du plasma de porteurs libres présente une variation d'absorption qui n'est pas assez forte pour en faire des modulateurs à électro-absorption. De ce fait, des modulateurs basés sur l'effet FCPD sont normalement conçus comme des modulateurs à électro-réfraction (le déphasage de l'onde guidé est exploité). Par conséquent ils doivent être conçus pour minimiser les variations d'absorption. Selon la structure électronique utilisée, ces modulateurs peuvent être classés en trois types principaux, utilisant l'injection, l'accumulation ou la déplétion des porteurs, comme illustré dans la Figure 5.

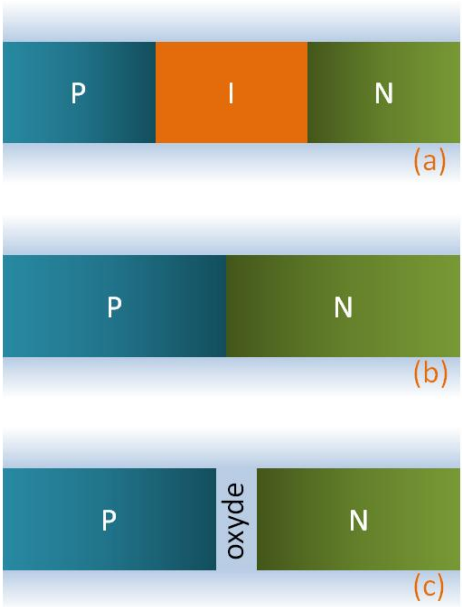


Figure 5: Structure électrique de modulateur basé sur (a) l'injection, (b) l'accumulation et (c) la déplétion des porteurs

Dans les modulateurs basés sur l'injection de porteurs, les jonctions PIN sont souvent utilisées (voir la Figure 5(a)). Quand on applique une tension« directe », c'est-à-dire que l'on applique une tension positive du côté P et négative du côté N (polarisation directe), il y a un flux de courant à travers la jonction, la zone intrinsèque sera remplie par des porteurs (électrons et trous). Ces porteurs introduiront un changement de l'indice de réfraction de la zone intrinsèque. Probablement le meilleur modulateur à base de l'injection de porteur jusqu'ici est celui du groupe de PETRA [17]. Ils ont optimisé la largeur de la zone intrinsèque de la jonction PIN afin d'augmenter la vitesse tout en maintenant une bonne efficacité de modulation. De plus, ils ont introduit un réseau (grating) sur les deux côtés du guide d'ondes pour réduire la résistance d'accès et augmenter encore la vitesse de modulation. En utilisant ce type de déphasage dans un Mach-Zehnder [17] et dans un anneau [49], ils ont obtenu une modulation de 50 GBps (Figure 6).

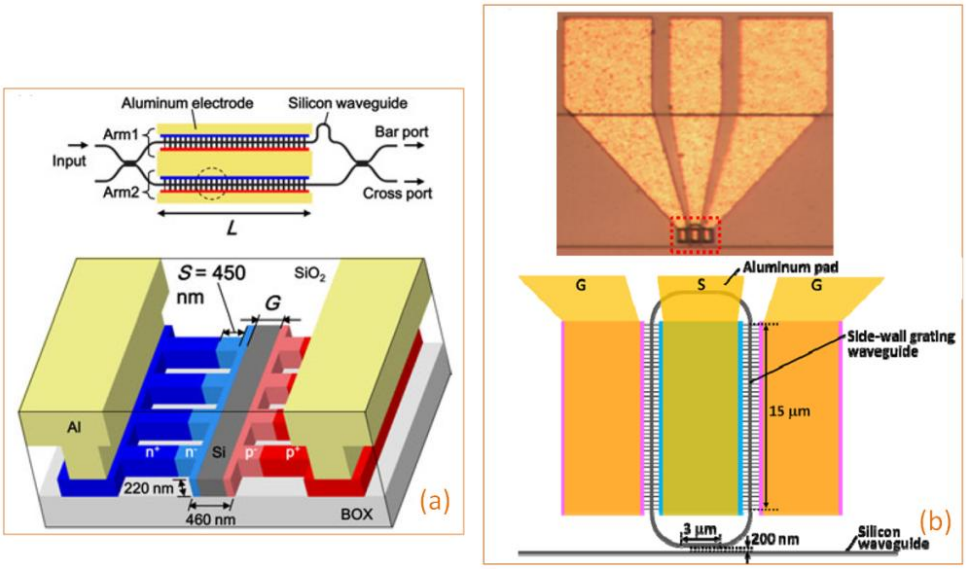


Figure 6: Modulateur basé sur l'injection de porteur (a) utilisant un interféromètre Mach-Zehnder [17] et (b) un anneau [49]

Le deuxième type du modulateur qui est basé sur la déplétion de porteurs utilise couramment une jonction PN comme en Figure 5(b). La zone de déplétion, qui est aussi appelée la zone de charge d'espace, correspond à la région entre la zone dopée N et la zone dopée P d'une jonction PN. La largeur de cette zone de déplétion augmente lorsque la jonction est polarisée en inverse, en déplaçant des porteurs des zones P et N. Cet élargissement de la zone de déplétion introduira une modification de l'indice de réfraction [50-52].

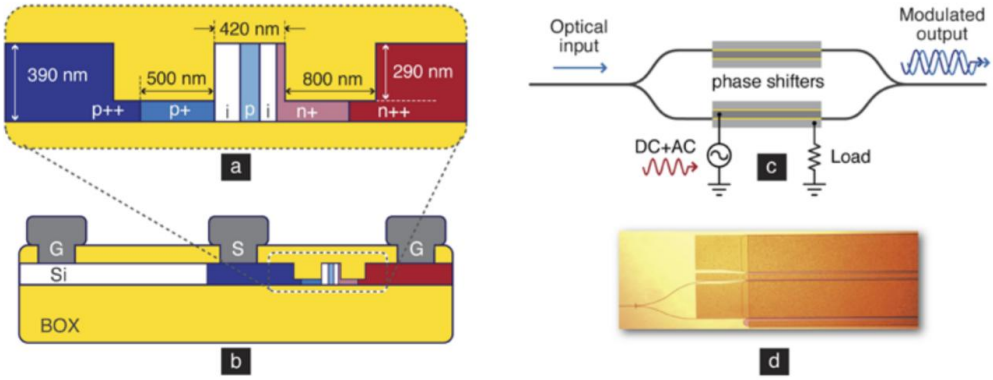


Figure 7: Schéma et image prise par MEB du modulateur Mach-Zehnder de jonction PIPIN basé sur la déplétion [51]

En 2012, M. Ziebell et al. [51] dans notre groupe au C2N-Orsay ont présenté une structure très générale de modulateurs basés sur la déplétion (Figure 7). Des modulateurs optiques en silicium à 40 Gbit/s sont démontrés avec une diode de type PIPIN intégrée dans un interféromètre de Mach-Zehnder. Pour une longueur de 4.7 mm (resp. 0.95 mm), le modulateur présente un ER de 6.6 dB (resp. 3.2 dB), simultanément avec des pertes optiques de 6 dB (resp. 4.5 dB).

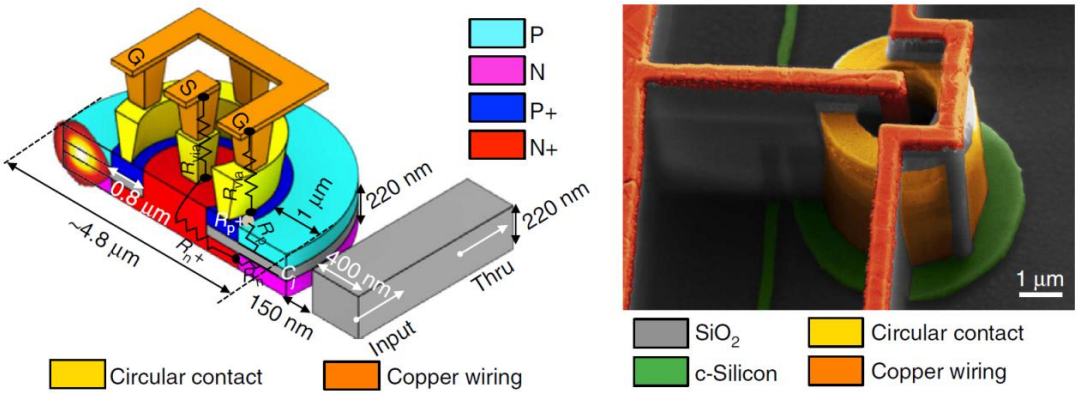


Figure 8: Schéma du modulateur à micro-disque de jonction PN vertical et sa photo par MEB [52]

En 2014, Timurdogan et al. du MIT ont réussi à réduire la consommation énergétique des modulateurs jusqu'à quelques fJ/bit [52], grâce à l'utilisation de structures résonantes. Ils ont atteint une modulation de 44 GBps avec un taux d'extinction de 8 dB en utilisant un micro-disque incluant une jonction PN verticale (Figure 8). Cependant l'utilisation de structures résonantes, même si elle permet la réduction de la puissance consommée, conduit à la réalisation de composants à très faible bande passante optique, et très sensible aux variations thermiques.

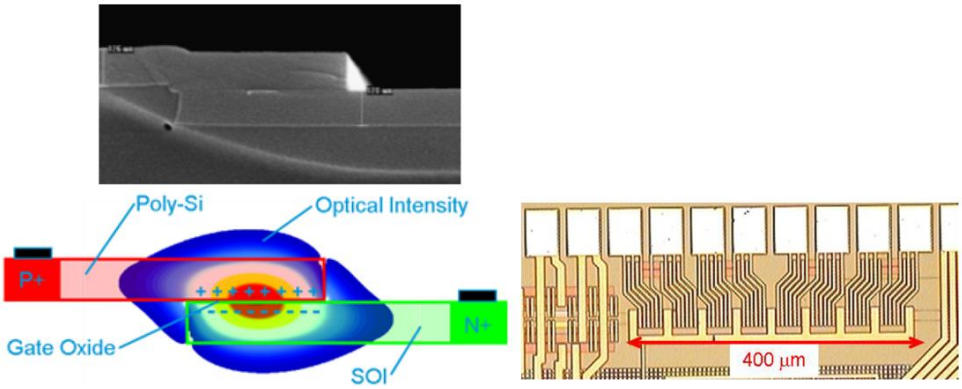


Figure 9: Modulateur SISCAP (SiliconInsulatorSiliconCAPacitor) avec sa configuration Mach-Zehnder [18]

Finalement, les modulateurs basés sur l'accumulation de porteur emploient des structures de condensateurs dopées p, oxyde, dopées n (PON) (voir la Figure 5(c)). Lorsque la jonction PON est polarisée en directe, une charge électrique s'accumule dans les interfaces de l'oxyde, des trous dans la partie dopée p et des électrons dans la partie dopée n. Cette accumulation de porteurs induit un changement de l'indice de réfraction dans le silicium proche de l'interface avec l'oxyde. Le meilleur modulateur à base d'accumulation de porteurs jusqu'à présent, est appelé le modulateur SISCAP (Silicon Insulator Silicon CAPacitor) [18]. Son schéma et sa photo du MEB sont reportés sur la Figure 9. Ce modulateur présente une très bonne efficacité ($V_\pi L_\pi$ de seulement 0.2 V.cm), ce qui permet de réduire à la fois la longueur à 400 µm et la tension appliqué à 1 V. En utilisant ce modulateur dans une configuration Mach-Zehnder, Cisco a démontré une modulation de 40 GBps avec un taux d'extinction de $8\ dB$ [18].

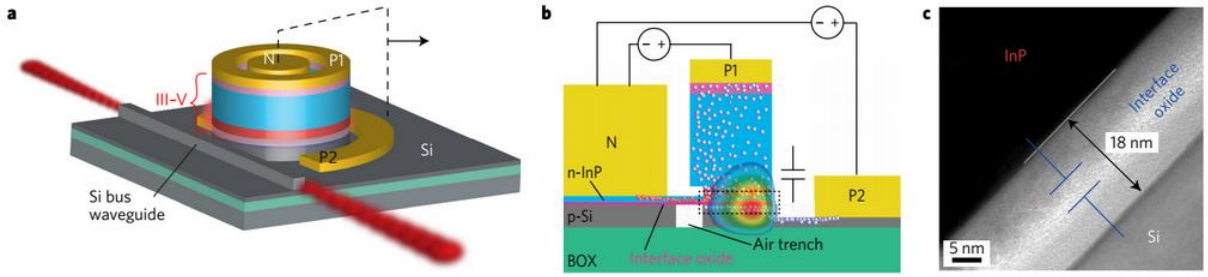


Figure 10: Schéma et image prise du MEB du laser en anneau hybride III-V sur Si basé sur l'accumulation [53]

En plus, D. Liang et al [53] ont présenté récemment un travail très intéressant basé sur un dispositif de type III-V sur silicium utilisant l'accumulation de porteurs dont la structure est montrée en Figure 10. Une nouvelle conception intègre un condensateur métal-oxyde-semiconducteur (MOS) dans la cavité laser qui permet d'introduire l'effet de dispersion par porteurs dans la structure MOS. Cette approche est très efficace pour diminuer la consommation d'énergie des lasers en anneaux et très prometteuse pour la modulation directe de la source à haute vitesse.

2.2.2 Modulateur à électro-absorption

Le modulateur à électro-absorption (EAM pour « electro-absorption modulator » en anglais) est une classe de modulateurs qui utilisent un changement de coefficient d'absorption en fonction d'un champ

électrique appliqué pour moduler l'intensité de la lumière. Il existe deux principaux mécanismes utilisés dans les EAM: l'effet Franz-Keldysh (FKE) [54-55] et l'effet Stark confiné quantiquement (QCSE pour « Quantum-Confined Stark Effect » en Anglais) [56]. L'effet FKE est un mécanisme qui apparait dans les matériaux massifs, alors que le QCSE apparait dans des structures à puits quantiques [57]. Ces effets sont principalement présents dans les semi-conducteurs à bande interdite directe tels que GaAs ou InP, mais ont également été démontré avec succès dans des structures à base de Germanium.

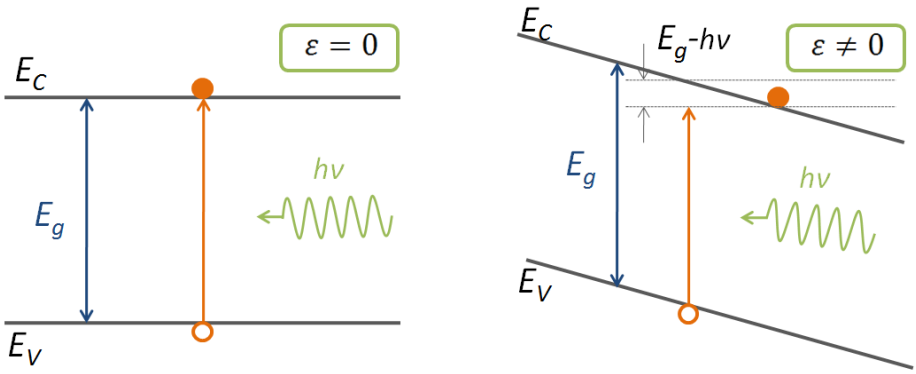


Figure 11: Effet Franz-Keldysh : (a) sans champ électrique appliqué et (b) avec champ électrique fort ε appliqué

L'effet Franz-Keldysh se produit couramment dans les semi-conducteurs. Lorsqu'un champ électrique fort, est appliqué au semi-conducteur, les bandes d'énergie s'inclinent. Grâce à cela, l'énergie requise pour qu'un photon soit absorbé est réduite (voir la **Figure 11**), conduisant à une augmentation du coefficient d'absorption aux longueurs d'onde légèrement supérieures à $\lambda_{edge} = \frac{hc}{E_g}$, avec E_g l'énergie du gap.

Quant à l'effet QCSE, il se traduit également par un décalage du bord de bande d'absorption vers des niveaux d'énergie plus faibles (décalage vers les plus grandes longueurs d'onde) quand on applique un champ électrique, cette fois ci dans une structure à puits quantiques. Le confinement des électrons et des trous entraîne une discrétisation de la densité des états au-dessus du bord de bande (comme illustré dans la **Figure 12**(a) où E1 et E2 (resp. HH1, HH2) sont les niveaux d'énergie des premier et deuxième niveaux de sous-bande de conduction (resp. de valence)). De plus, le confinement créé une interaction coulombienne entre les électrons et les trous qui sont confinés dans les puits quantiques, ce qui se traduit par des pics d'absorption excitoniques dans les spectres de transmission. Lorsqu'un champ électrique est appliqué, les niveaux d'énergie des électrons et les trous se décalent vers des plus basses énergies, et le champ électrique créé une déformation de la fonction d'onde des porteurs, ce qui diminue l'interaction entre électrons et trous, ce qui engendre une diminution des pics d'absorption excitoniques. La **Figure 12**(b) illustre l'évolution du coefficient d'absorption en fonction du champ électrique appliqué [58].

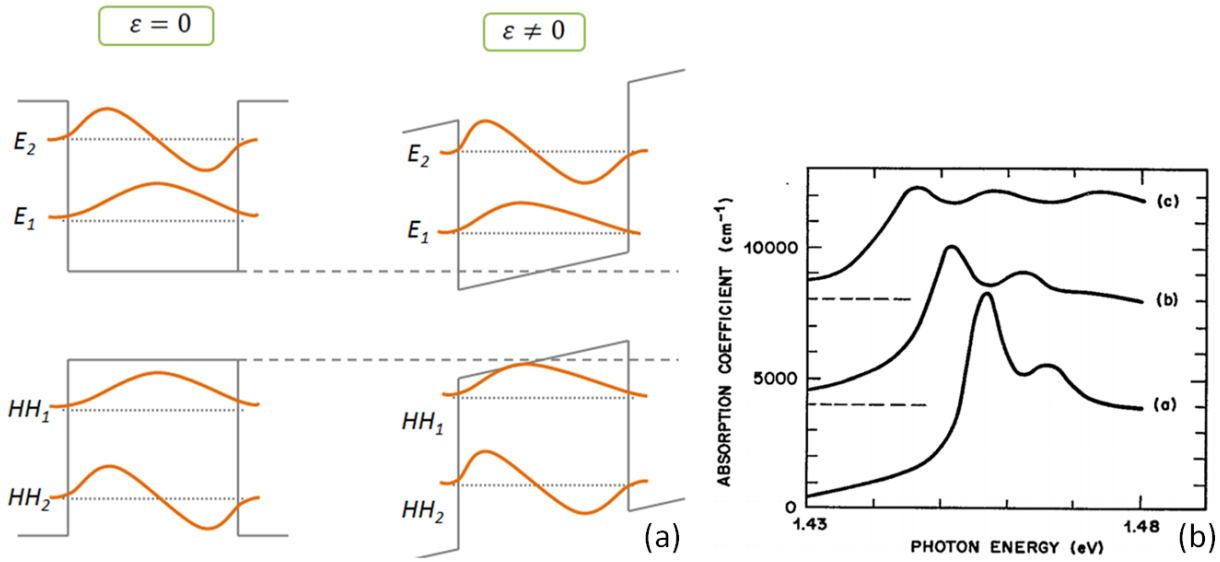


Figure 12: (a) Effet Stark confiné quantiquement et (b) Variation de coefficient d'absorption en fonction du champ électrique appliqué dans une structure à puits quantiques [58]

De manière générale l'utilisation d'effet d'électroabsorption permet la réalisation de composants compacts de quelques centaines de microns de long, permettant une première diminution de la puissance consommée en comparaison avec les modulateurs siliciums utilisant des Mach Zehnder dont la région active fait typiquement quelques millimètres de long.

Les modulateurs à électro-absorption sont généralement obtenus au moyen de matériaux III-V, mais également dans le Ge ou les hétérostructures SiGe riches en germanium. En 2008, Ying-hao Kuo et al. de l'Université de California Santa Barbara ont réalisé un modulateur à électro-absorption hybride III-V (InP) sur Silicium (Figure 13) avec un taux d'extinction de 10 dB et une bande passante de 10 GHz pour une longueur de dispositif de 250 µm [23]. L'effet Stark confiné quantiquement est obtenu dans une couche de 10 puits quantiques d'InGaAlAs.

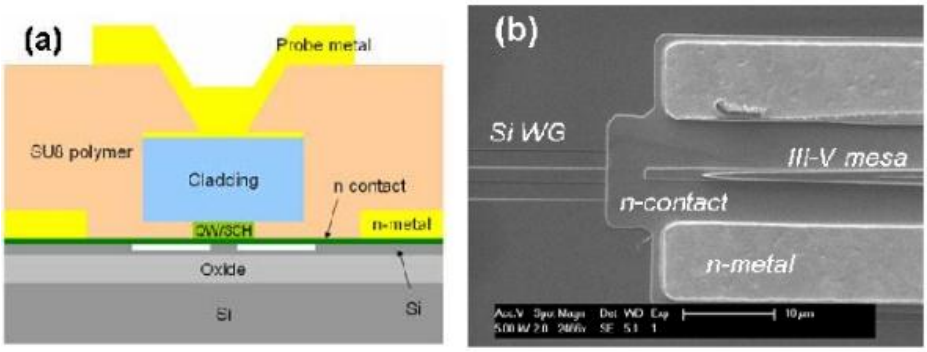


Figure 13: (a) Schéma et (b) Image prise au MEB du modulateur hybride III-V sur Silicium [23]

D'autre part, en 2012, Papichaya Chaisakul et al. de l'Université Paris Sud ont présenté un modulateur à électro-absorption basé sur des puits quantiques Ge/SiGe [59] (Figure 14). La consommation du

modulateur est diminuée jusqu'à 108 fJ/bit et une bande passante de 23 GHz a été obtenue pour une longueur de dispositif de 90 µm.

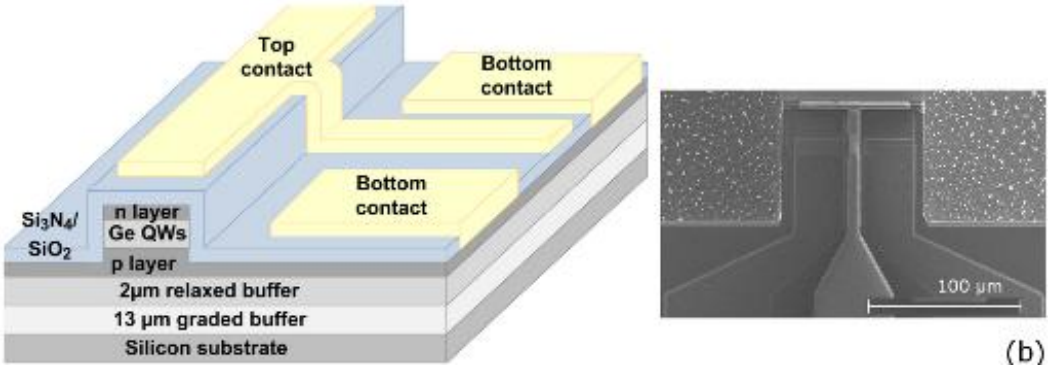


Figure 14: (a) Schéma et (b) photographie au MEB du modulateur à QCSE en Ge/SiGe [59]

2.3 Composants actifs à base de cristaux photoniques.

Bien que les modulateurs hybrides III-V sur Si aient déjà été démontrés avec succès [23] un challenge reste de la minimisation la taille des dispositifs actifs, ce qui permet aussi d'optimiser la puissance consommée. Dans cette perspective, **les cristaux photoniques 2D (PhC) et spécifiquement les structures à ondes lentes, qui sont connus pour renforcer des interactions entre la lumière et le matériau [60-61], peuvent apporter des opportunités intéressantes pour diminuer de manière ultime la puissance consommée**. De plus contrairement aux structures résonantes de type résonateur en anneaux, microdisque…, les cristaux photoniques à ondes lentes peuvent être optimisés pour obtenir **une bande passante de quelques dizaines de nm, et une faible sensibilité aux variations thermiques**.

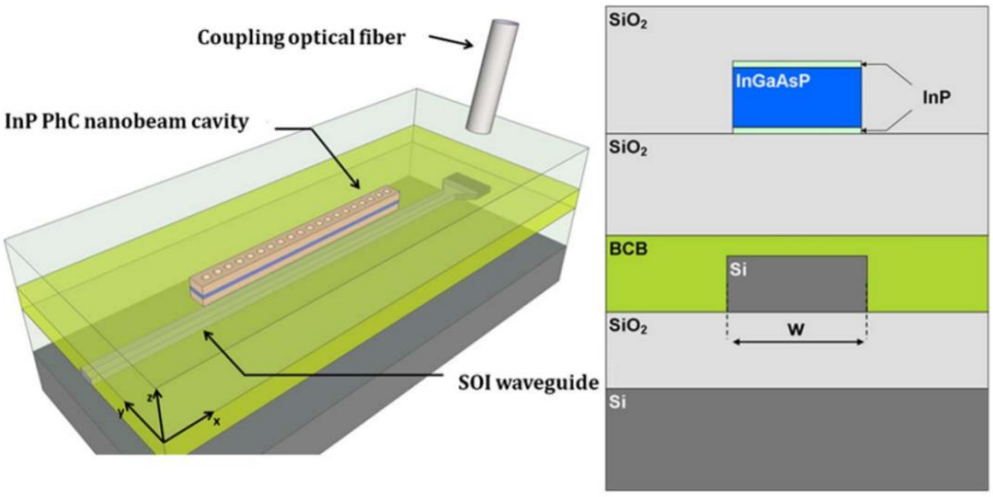


Figure 15: Schéma d'une intégration d'une cavité de nano-beam InP sur un guide d'onde SOI [62]

Les cristaux photoniques ont déjà été utilisés avec succès pour démontrer des nano-lasers à base d'InP intégrés à des guides d'onde de Si [64]. G. Crosnier et al. ont conçu une cavité « nano-beam » à cristaux photoniques en InP sur des guides ruban de silicium avec un très fort coefficient de qualité (Figure 15).

Grâce à l'optimisation du procédé de fabrication, le facteur Q intrinsèque de ces nano-cavités est supérieur à 100 000.

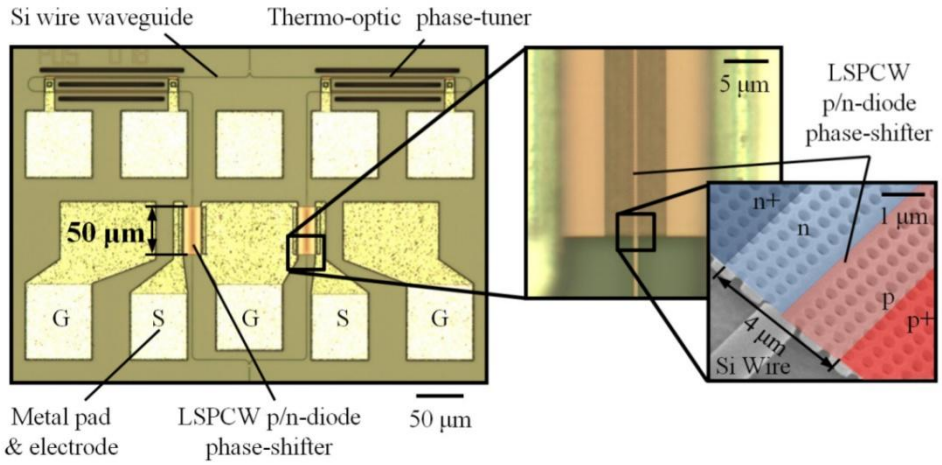


Figure 16: Images prises par le microscope optique et le MEB d'un modulateur Mach-Zehnder de silicium [63]

D'autre part, de nombreux travaux ont également été réalisés pour appliquer les concepts de cristal photonique aux modulateurs en silicium afin de réduire leur taille à moins de 100 µm [63-64]. Hong C. Nguyen et al. [63] ont démontré les premiers modulateurs Mach-Zehnder de silicium sub-100 µm (MZM) qui fonctionnent à plus de 10 Gb/s, en exploitant la lumière lente à faible dispersion dans des guides d'ondes à cristaux photoniques du réseau décalage (LSPCW en Lattice shifted photonic crystal waveguide en anglais) (Figure 16).

Cependant, tous les modulateurs hybrides III-V sur silicium présentés jusqu'à maintenant sont basés sur des guides d'ondes de réfraction classiques [23], et l'utilisation d'un cristal photonique pour réduire leur taille n'a pas encore été proposée. Le challenge principal est lié à l'épaisseur de la couche active III-V qui comprend les deux couches dopées pour les contacts électriques, qui rend la région active multimode. Ce point est un inconvénient pour la conception de cristaux photonique à modes lents. Cependant, la réduction de la longueur d'un modulateur hybride de III-V sur silicium jusqu'à quelques dizaines de µm aurait un impact important en termes de réduction de la consommation d'énergie, qui est actuellement l'un des challenges majeurs pour le développement de la photonique sur silicium. En outre, la démonstration d'un modulateur hybride ultracompact de III-V sur silicium ouvrirait la voie à la réalisation d'une intégration de la partie passive (des guides de silicium) et de plusieurs dispositifs actifs ultra-compacts (des lasers, des modulateurs ou des photo-détecteurs de III-V sur silicium). **Dans ce travail, nous proposons de combiner les ondes lentes des cristaux photoniques 2D avec des membranes d'épaisseur réduite de III-V sur Si, afin de réduire la taille du modulateur à électroabsorption et ainsi de réduire de manière ultime la consommation énergétique du modulateur optique.**

3 Contexte et objectifs de la thèse

Parmi les défis majeurs soulevés par le développement de la photonique sur silicium, la réduction de la consommation énergétique du modulateur et l'intégration des différents composants actifs en utilisant la

même technologie sont des points cruciaux. Dans ce contexte, **mon sujet de thèse porte plus particulièrement sur l'utilisation des cristaux photoniques pour ralentir la lumière dans des matériaux III-V reportés sur silicium, dans le but d'obtenir des modulateurs optiques ultra-compacts, à faible consommation électrique et très efficace.** Ce manuscrit est organisé en 5 chapitres en total dont

- Le chapitre II porte sur la conception des modulateurs à électro-absorption à ondes lentes III-V sur silicium. Une attention particulière est portée à la conception du cristal photonique et au couplage de la lumière du guide silicium vers l'onde lente. Les performances de la structure optimisée sont ensuite analysées par des simulations optiques et électriques.

- Le chapitre III présente l'enchainement des étapes de fabrication des modulateurs dans la salle blanche de C2N. Les optimisations de procédé technologiques concernant le collage, l'insolation et la gravure des échantillons seront présentées.

- Dans le chapitre IV, les résultats expérimentaux obtenus au cours de cette thèse seront présentés, à la fois sur les composants de test de l'Effet Stark Confiné Quantiquement dans les membranes III-V sur Si, et sur la première génération de structures hybrides III-V sur Si à ondes lentes. L'effet de photodétection sera mis en évidence. Malheureusement le désaccord en longueur d'onde entre l'onde lente du cristal photonique et l'effet Stark Confiné Quantiquement ne permet pas pour l'instant la démonstration de modulateur optique efficace.

- Enfin le chapitre V comprend la conclusion et des perspectives pour la suite de ce travail de thèse.

4 Bibliographie

1. Laurent Vivien, Lorenzo Pavesi, “Handbook of Silicon of Photonics”, *CRC Press*, 2013.
2. R. A. Soref, “The past, present, and future of silicon photonics”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron*, vol. 12 , no. 6, pp. 1678-1687, 2006.
3. http://www.luxtera.com
4. http://kotura.com
5. M. Paniccia, “Integrating silicon photonics”, *Nature Photonics* 4, 498-499 (2010)
6. “The 50 Gbps photonic link: a research milestone from Intel labs”, http://www.intel.com/pressroom/archive/releases/2010/20100727comp_sm.htm?iid=pr1marqmain_si-photonics.
7. W. Green, S. Assefa, A. Rylyakov, C. Schow, F. Horst and Y. Vlasov et al., « CMOS integrated nanophotonics: enabling technology for exascale computer Systems”, *SEMICON, SEMI Technology Symposium (STS)*, Tokyo (2010).
8. B. J. Offrein, “Silicon photonics packaging requirements,” *Silicon Photonics Workshop*, Munich Trade Fair Center, Munich (2011).
9. A. Mekis, S. Gloeckner, G. Masini, A. Narasimha, T. Pinguet, S. Sahni, and P. De Dobbelaere , “A grating-coupler-enabled CMOS photonics platform,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron*, Vol. 17, No. 3, pp. 597-608, May 2011.
10. D. H. Lee, S. J. Choo, U. Jung, K. W. Lee, K. W. Kim and J. H. Park, “Low-loss silicon waveguides with sidewall roughness reduction using a SiO2 hard mask and fluorine-based dry etching”, J. *Micromechanics Microengineering*, Vol. 25, No. 1 , p. 15003, Jan. 2015.
11. C. Sciancalepore, R. J. Lycett, J. A. Dallery, S. Pauliac, K. Hassan, J. Harduin, H. Duprez, U. Weidenmueller, D. F. G. Gallagher, S. Menezo, and B. B. Bakir, “Low-crosstalk fabrication-insensitive echelle grating demultiplexers on Silicon-on-Insulator,” *IEEE Photonics technol. Lett.*, Vol. 27, No. 5, pp. 494-497, 2015.
12. T. Fukazawa, F. Ohno, and T. Baba, “Very compact arrayed-waveguide-grating demultiplexer using Si photonic wire waveguides”, *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 43, no. 5B, 2004
13. A. W. Fang, H. Park, O. Cohen, R. Jones, M. J. Paniccia, and J. E. Bowers, « Electrically pumped hybrid AlGaInAs silicon evanescent laser”, *Optics Express*, Vol. 14, No. 20, 9203-9210 (2006)

14. T. Chu, N. Fujioka, and M. Ishiazaka, “Compact, lower-power-consumption wavelength tunable laser fabricated with silicon photonic-wire waveguide micro-ring resonators”, *Opt. Express,* Vol. 17, No. 16, pp 14063-14068 (2009)

15. Q. Xu, B. Schmidt, S. Pradhan and M. Lipson, “Micrometre-scale silicon electro-optic modulator », *Nature*, Vol. 435, pp 325—327 (2005)

16. L. Alloatti, D. Korn, R. Palmer, D. Hikkerkuss, J. Li, A. Barklund, R. Dinu, J. Wieland, M. Fournier, J. Federi, H. Yu, W. Borgaerts, P. Dumon, R. Baets, C. Koos, W. Freude, and J. Leuthold, “42.7 Gbit/s electro-optic modulator in silicon technology, “ *Optics Express*, Vol. 19, No. 12, 11841-11851 (2011)

17. S. Akiyama, M. Imai, T. Baba, T. Akagawa, N. Hirayama, Y. Noguchi, M. Seki, K. Koshino, M. Toyama, T. Horikawa, and T. Usuki. “Compact PIN-Diode-Based Silicon Modulator Using Side-Wall-Grating Waveguide”. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 19, No. 6, pp. 74–84, 2013.

18. M. Webster, P. Gothoskar, V. Patel, D. Piede, S. Anderson, R. Tummidi, D. Adams, C. Appel, P. Metz, S. Sunder, B. Dama, and K. Shastri. “An efficient MOS-capacitor based silicon modulator and CMOS drivers for optical transmitters”, *11th International Conference on Group IV Photonics (GFP)*, 2014.

19. D. Marris-Morini, L. Vivien, J.-M. Fédéli, E. Cassan, P. Lyan, S. Laval, « Low loss and high speed silicon optical modulator based on a lateral carrier depletion structure”, *Optics Express*, Vol. 16, No. 1, 2008

20. T. Yin, R. Cohen, M. M. Morse, G. Sarid, Y. Chetrit, D. Rubin, and M. J. Paniccia, “31 Ghz Ge n-i-p waveguide photodetectors on Silicon-on-Insulator substrate,” *Optics Express*, Vol. 15, No. 21, pp 13965-13971 (2007)

21. L. Vivien, A. Polzer, D. Marris-Morini, J. Osmond, J. M. Hartmann, P. Crozat, E. Cassan, C. Kopp, H. Zimmermann, J. M. Federic, “Zero-bias 40 Gbit/s germanium waveguide photodetector on silicon,” *Optics Express*, Vol. 20, No. 2, 1096-1101 (2012).

22. L. Virot, “Développement de photodiodes a avalanche en Ge sur Si pour la détection faible signal et grande vitesse », Thèse de l’Universite Paris Sud-Paris XI, 2014.

23. Y. HaoKuo, H.-W. Chen, and J. E. Bowers, “High speed hybrid silicon evanescent electroabsorption modulator,” *Opt. Express*, Vol. 16, No. 13, pp. 9936-9941, 2008.

24. A.W. Fang, H. Park, O. Cohen, R. Jones, M. J. Paniccia, and J. E. Bowers, “Electrically pumped hybrid AlGaInAs-silicon evanescent laser”, *Opt. Express*, Vol. 14, No. 20, pp. 9203-9210, 2006.

25. D. A. B. Miller, “Device requirement for optical interconnects to silicon chips,” *Proceedings of the IEEE*, Vol. 97, No. 7, 1166-1185 (2009)

26. D. A. B. Miller, “Optical interconnects to electronic chips,” *Applied Optics*, Vol. 49, No. 25, pp F59-70 (2010)

27. K. Wada, “A new approach of electronics and photonics convergence on Si CMOS platform: How to reduce device diversity of photonics for integration,” *Advances in Optical Technologies*, 897457-1-807457-7 (2008)

28. A. Novack, Y. Liu, R. Ding, M. Gould, T. Baehr-Jones, Q. Li, Y. Yang, Y. Ma, Y. Zhang, K. Padmaraju, K. Bergmen, A. EJ. Lim, G.-Q. Lo, and M. Hochberg, “A 30 GHz silicon photonic platform”, *10th International Conference on Group IV Photonics*, p. 878107, 2013.

29. N. B. Feichenfeld et al., « An integrated Silicon photonics technology for O-band Datacom”, *Electron Devices Meeting (IEDM)*, IEEE International 2015.

30. A. Alduino et al., “Demonstration of High Speed 4-channel Integrated silicon photonics WDM link with hybrid silicon lasers,” Hot *Chips 22 Symposium (HCS)*, IEEE 2010

31. H. –F. Liu, “Demonstration of a 4X12.5Gb/s fully integrated silicon photonic link,” *Micro-optics conference*, Sendai, p. G-1, 2011.

32. G. –H. Duan, C. Jany, A. Le Liepvre, J. –G. Provost, D. Make, F. Lelarge, M. Lamponi, F. Poingt, J. –M. Fedeli, S. Messaudene, D. Bordel, S. Brision, S. Keyvaninia, G. Roelkens, D. Van Thourhout, D. J. Thomson, F. Y. Gardes and G. T. Reed, « 10 Gb/s integrated tunable hybrid III-V/Si laser and silicon Mach-Zehnder modulator,” *in European Conference and Exhibition on Optical Communication*, p. Tu-4, 2012.

33. T. Ferrotti, B. Blampey, C. Jany, H. Duprez, A. Chantre, F. Boeuf, C. Seassal, and B. Ben Bakir, “Co-integrated 1.3 µm hybrid III-V/silicon tunable laser and silicon Mach-Zehnder modulator operating at 25 Gb/s”, *Optics Express*, Vol. 24, No. 26, 2016

34. T. Barwicz, M. R. Watts, M. A Popovic, P. T. Rakich, L. Socci, F. X. Kärtner, E. P. Ippen, and H. I. Smith. “Polarization-transparent microphotonic devices in the strong confinement limit”, *Nature Photonics* 1, pp. 57–60, 2007.

35. A. Banerjee, Y. Park, F. Clarke, H. Song, S. Yang, G. Kramer, K. Kim, and B. Mukherjee. “Wavelength-division-multiplexed passive optical network (WDM-PON) technologies for broadband access: a review [Invited]”, *Journal of optical networking* 4.11, pp. 737– 758, 2005.

36. R. W. Boyd, “Nonlinear optics”, *Academic press*, 2003.

37. R. S. Jacobsen, K. N. Andersen, P. I. Bore, J. Fage-Pedersen, L. H. Frandsen, O. Hensen, M. Kristensen, A. V. Lavrinenko, G. Moulin, H. Ou, C. Peucheret, B. Zsigri, and A. Bjarklev, “Strained silicon as a new eletro-optic material”, *Nature* 441.7090, pp. 199-202, 2006.

38. P. Damas, X. Le Roux, D. Le Bourdais, E. Cassan, D. Marris-Morini, N. Izard, T. Maroutian, P. Lecoeur, and L. Vivien, “Wavelength dependence of Pockels effect in strained silicon waveguides”, *Optics Express*, Vol. 22, No. 18, pp. 22095-22100, 2014

39. P. Mehta, N. Healy, T. D. Day, J. V. Badding, and A. C. Peacock, “Ultrafast wavelength conversion via cross-phase modulation in hydrogenated amorphous silicon optical fibers,” *Opt. Express* ,Vol. 20, pp 26110–26116, 2012.

40. Q. Lin, O. J. Painter, and G. P. Agrawal, “Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides: Modeling and applications”, *Optics Express*, Vol. 15, No. 25, 2007.

41. B. J.Frey, D. B. Leviton, and T. J. Madison, “Temperature dependent refractive index of Si and Ge,” *NASA Goddard Memorandum*, 2007.

42. Francesco G. Della Corte, G. Cocorullo, M. Iodice, and I. Rendina, “Temperature dependence of the thermo-optic coefficient of InP, GaAs, and SiC from room temperature to 600K at the wavelength of 1.5 µm,” *Applied Physics Letters*, Vol. 77, Issue 11, 2000

43. C. Qiu, J. Shu, Z. Li, X. Zhang, and Q. Xu, “Wavelength tracking with thermally controlled silicon resonators”, *Optics Express*, Vol. 19, Issue 6, pp. 5143-5148, 2011.

44. Y. Shoji, K. Kintaka, S. Suda, H. Kawashima, T. Hasama, and H. Ishikawa, “Low-crosstalk 2 x 2 thermo-optic switch with silicon wire waveguide”, *Opt. Express*, Vol. 18, Issue 9, pp. 9071-9075, 2010.

45. Y. H. Kuo, Y. A. Huang, T. L. Chen, “A vertical Germanium thermooptic modulator for optical interconnects”, *IEEE Photon. Technol. Lett*., Vol. 21, Issue 4, 2009.

46. A. Singh. “Free charge carrier induced refractive index modulation of crystalline silicon”, *7th IEEE International Conference on Group IV Photonics*, 2010.

47. P. A. Schumann and R. P. Phillips. “Comparison of classical approximations to free carrier absorption in semiconductors”, *Solid-State Electronics* 10.9, pp. 943–948, 1967.

48. R. A. Soref and B. R. Bennett. “Electrooptical effects in silicon”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 23, Issue 1, pp. 123–129, 1987.

49. T. Baba, S. Akiyama, M. Imai, N. Hirayama, H. Takahashi, Y. Noguchi, T. Horikawa, and T. Usuki. “50-Gb/s ring-resonator-based silicon modulator”, *Optics express*, Vol. 21, Issue 10, pp. 11869–11876, 2013.

50. 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”, *Optics Express* 5827, Vol. 19, No. 7, 2011.

51. M. Ziebell, D. Marris-Morini, G. Rasigade, J. M. Fédéli, P. Crozat, E. Cassan, D. Bouville, and L. Vivien, “40 Gbit/s low-loss silicon optical modulator based on a pipin diode”, *Optics Express* 10591, Vol. 20, No. 10, 2012.

52. E. Timurdogan, C. M. Sorace-Agaskar, J. Sun, E. S. Hosseini, A. Biberman, and M. R. Watts. “An ultralow power athermal silicon modulator”, *Nature communications* 5, 2014.

53. D. Liang, X. Huang, G. Kurczveil, M. Fiorentino and R. G. Beausoleil, “Integrated finely tunable microring laser on silicon”, *Nature photonics*, Vol. 10, 2016.

54. W. Franz, “Influence of an electric field on an optical absorption edge”, *Z. Naturforsch*, 1958.

55. L. V. Keldysh, “The effect of a strong electric field on the optical properties of insulating crystals”, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* , Vol 34, 1958.

56. D. A. B. Miller, D. S. Chemla, and S. Schmitt-Rink, “Relation between electroabsorption in bulk semiconductors and in quantum wells: The quantum confined Franz-Kedlysh effect “, *Phys. Rev. B*, Vol 33, 1986.

57. S. Feng, Y. Geng, K. Lau, and A. Poon, "Epitaxial III-V-on-silicon waveguide butt-coupled photodetectors," *Opt. Lett.,* Vol. 37, pp. 4035-4037, 2012.

58. D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood, and C. A. Burrus, ‘‘Electric field dependence of optical absorption near the band gap of quantum-well structures’’, *Physical Review B*, Vol. 32, No. 2, 1985.

59. P. Chaisakul, D. Marris-Morini, M. S. Rouifed, G. Isella, D. Chrastina, J. Frigerio, X. Le Roux, S. Edmond, J. R. Coudevylle, and L. Vivien, “23 GHz Ge/SiGe multiple quantum well electroabsorption modulator”, *Optics Express,* Vol. 20, Issue 3, pp. 3219-3224, 2012.

60. J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, “Photonic crystals”, 2nd ed., Princeton University Press, 2008.

61. J. Hou, S. Gao, H. Wu, R. Hao, and Z. Zhou, “Flat band slow light in symmetric line defect photonic crystal waveguides,” *Photonics Technology Letters, IEEE*, Vol. 21, No. 20, pp. 1571-1573, 2009.

62. G. Crosnier, D. Sanchez, A. Bazin, P. Monnier, S. Bouchoule, R. Braive, G. Beaudoin, I. Sagnes, R. Raj, and F. Raineri, “High Q-factor InP Photonic Crystal Nanobeam cavities on Silicon,” *Opt. Lett.,* Vol. 41, Issue. 3, pp. 579-582, 2015.

63. H. Nguyen, S. Hashimoto, M. Shinkawa, and T. Baba, “Compact and fast photonic crystal silicon optical modulators,” *Opt. Express*, Vol. 20, pp. 22465-22474, 2012.

64. A. Brimont, A. M. Gutierrez, M. Aamer, D. J. Thomson, F. Y. Gardes, J. -M. Fedeli, G. T. Reed, J. Marti and P. Sanchis, "Slow-light-enhanced silicon optical modulators under low-drive-voltage operation," *Photonics Journal, IEEE*, Vol. 4, No. 5, pp. 1306-1315, 2012.

Chapitre II : Conception des modulateurs à électro-absorption à onde lente III-V sur Silicium

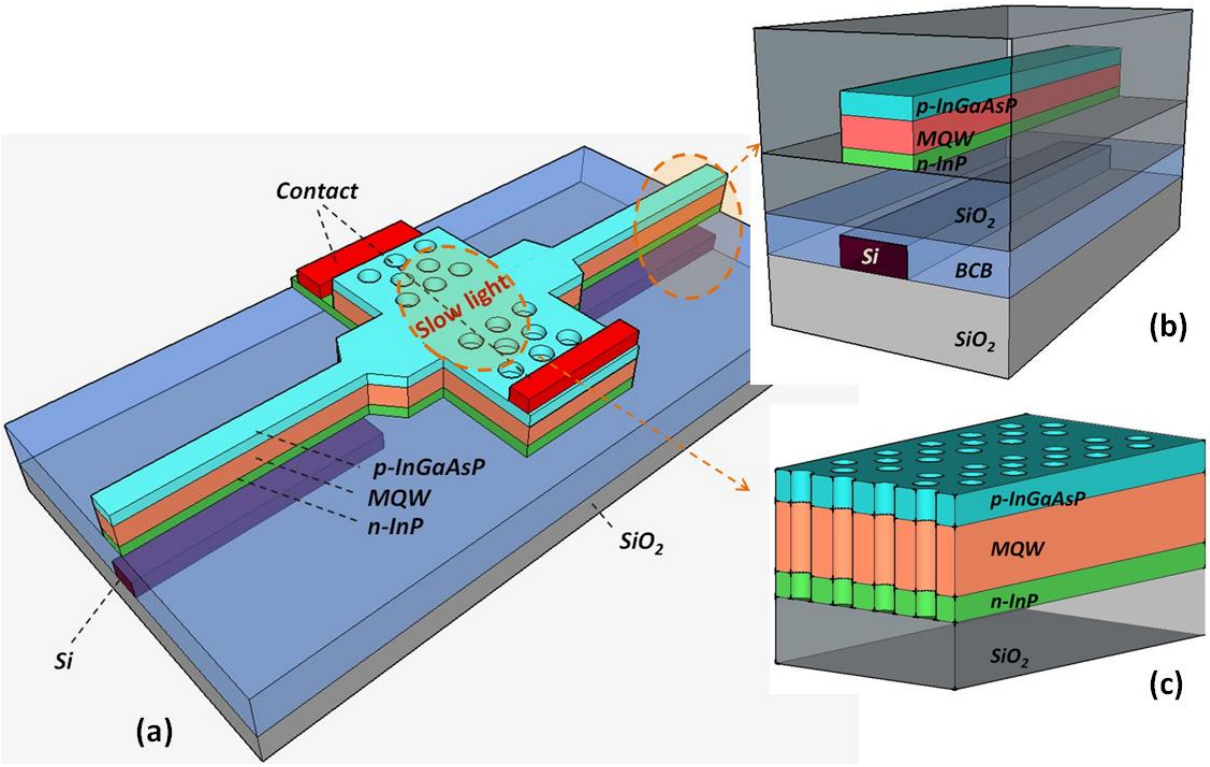


Figure 17: (a) Structure complète du modulateur III-V sur SOI, (b) Collage l'empilement de III-V sur la plaque de Si, et (c) structure de cristal photonique dans la multicouche III-V

Des modulateurs à électroabsorption III-V sur silicium ou en germanium ont été démontrés dans la littérature. Avec des longueurs typiques de 100 à 300 µm, leur consommation d'énergie a pu être réduite à une centaine de femto joules par bit, comparés aux quelques pico-joules par bit pour les modulateurs en silicium de type Mach Zehnder [1-2]. En parallèle les structures à cristaux photoniques 2D présentent un grand intérêt car elles permettent de diminuer la taille des composants en utilisant des effets d'ondes lentes [3-4]. Dans ce contexte, nous proposons de combiner les cristaux photoniques (CPhs) à ondes lentes avec des structures à électro-absorption afin de réduire de manière ultime la taille et la consommation d'énergie de modulateurs hautes performances. Les couches de III-V (le matériau actif), sont collées sur des guides d'ondes en Silicium sur isolant (SOI) par une technique de collage à base de polymère benzo-cyclobutène BCB, et sont gravées par la suite pour former les cristaux photoniques dans le but de profiter du renforcement de l'interaction entre le matériau électro-absorbant et la lumière par des effets d'ondes lentes (Figure 17).

Les techniques d'intégration des semiconducteurs III-V sur silicium sont premièrement présentées. Par la suite, la conception de la structure à cristaux photoniques permettant d'obtenir un fort indice de groupe pour une grande largeur spectrale est montrée. Par la suite, est étudié le couplage de la lumière du guide ruban SOI vers le guide à cristal photonique. Ceci a été réalisé en 2 étapes, d'abord en concevant des coupleurs adiabatique entre un guide ruban SOI et un guide ruban III-V puis en réalisant une adaptation de mode entre le guide ruban III-V et le guides à cristal photonique opérant en régime d'ondes lentes. Le dispositif est analysé dans sa globalité en calculant notamment ses performances en termes de pertes d'insertion et de rapidité de modulation.

1 Intégration hybride III-V sur silicium : techniques de fabrication

Avant de concevoir la structure active du modulateur hybride III-V sur silicium il est important de s'intéresser à la technique de fabrication des composants, car cela aura un impact fort sur les options choisies.

A l'heure actuelle, trois méthodes principales ont été proposées dans la littérature pour fabriquer des structures hybrides III-V sur Si.

- La première technologie, nommée « flip-chip » est illustrée sur la Figure 18. Elle permet de reporter directement un dispositif individuel (un laser ou un modulateur) à un substrat de silicium sur isolant (SOI), la connexion étant faite par des liaisons métalliques [5]. Ces liaisons servent alors de contacts électriques, mais également pour dissiper la chaleur dans la puce, d'éviter un courant électrique parasite entre les deux niveaux, etc.

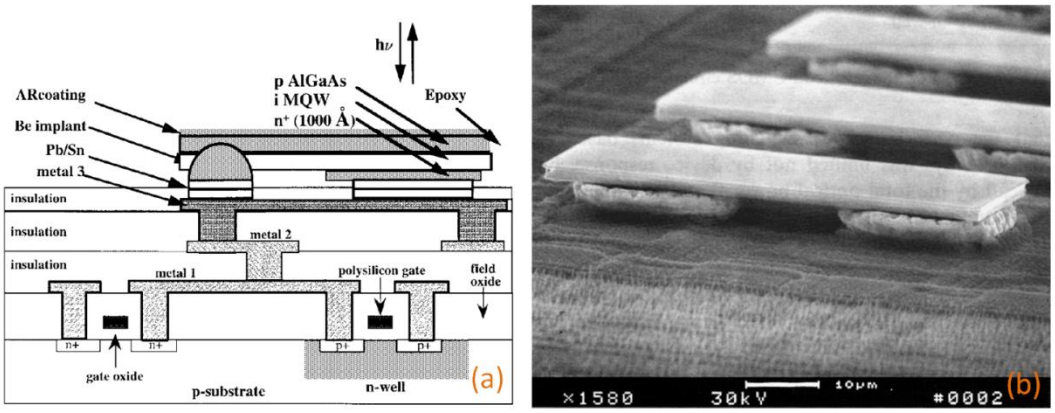


Figure 18: (a) Schéma du modulateur hybride GaAs sur Silicium et (b) Image prise par MEB du modulateur après le collage et le retrait du substrat [5]

En outre, les différents dispositifs (sources, détecteurs ou modulateurs) nécessitent un collage avec une forte précision d'alignement, et les composants doivent être reportés individuellement sur la puce CMOS. Cela induit à un processus assez lent, donc coûteux pour l'intégration à grande échelle. Enfin, l'efficacité de couplage entre le niveau III-V (comme un VCSEL) et les guides d'ondes Si peut être problématique à cause de la précision d'alignement qui est moins bonne que 1 µm.

- La deuxième approche est l'intégration des matériaux III-V par croissance hétéro-épitaxiale sur un substrat de silicium [6] (Figure 19). Cette technique pourrait conduire à des dispositifs hautement intégrés, mais la densité de dislocation importante mesurée dans les couches déposées affaiblit les propriétés électro-optiques. Le désaccord de maille cristalline (8% entre Si et InP; 4% entre Si et GaAs) est à l'origine des forces de contraintes mécaniques dont la relaxation plastique génère de nombreux défauts et dislocations. Les stratégies pour développer les hétéro-structures bidimensionnelles III-V sont extrêmement diverses, mais la plupart reposent sur le dépôt d'une couche intermédiaire entre le Si et le III-V qui absorbera ou distribuera les contraintes entre les deux matériaux afin de diminuer le désaccord de maille, ainsi de diminuer des dislocations. Par exemple, des hétéro-structures III-V ont été déposées au-dessus de couches III-V relaxées épaisses (≈ 1-10 µm) mais aussi au-dessus de Ge/Si (ou des couches graduelles de GeSi) [6-9].

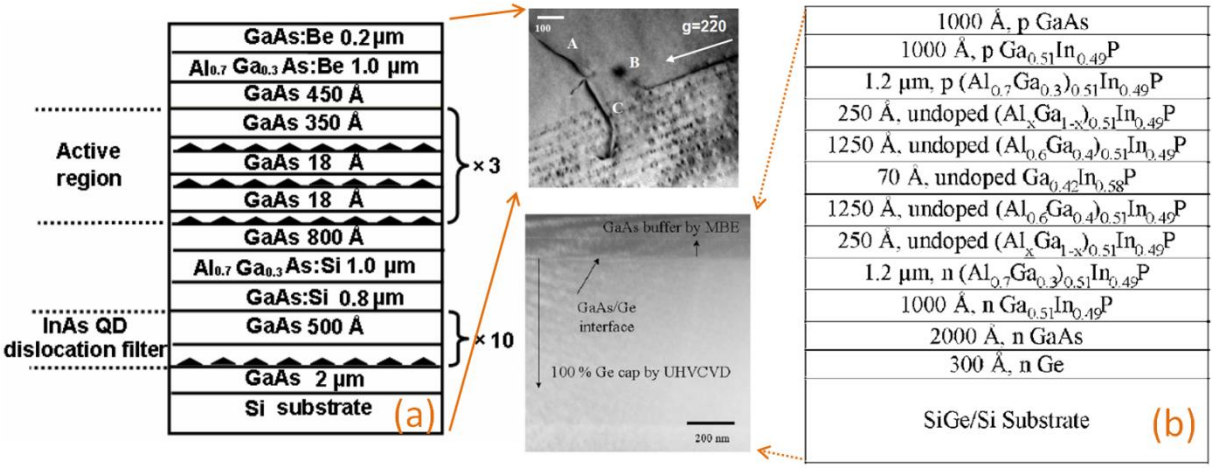


Figure 19: (a) Schéma de la structure hybride de boîte quantique $In_{0.5}Ga_{0.5}As$ intégrée hétéro-épitaxiale sur Si et son image prise par MEB [6], et (b) Schéma de la structure hybride d'AlGaInP graduée sur SiGe/Si et son image prise par MEB [9]

- La troisième technique, qui est à l'heure actuelle la solution la plus prometteuse vers des circuits intégrés photoniques complexes, est l'intégration hétérogène des matériaux III-V par un collage entre deux plaques. Un empilement III-V est transféré de son substrat de croissance d'origine vers un substrat SOI par collage. Le dispositif est par la suite fabriqué sur ce substrat SOI en différentes étapes. L'alignement est effectué lors de la fabrication des composants, et il n'y a alors plus de contraintes fortes d'alignement lors de l'étape de collage comme dans le cas du flip-chip. De plus, cette technique permet une forte densité d'intégration, la possibilité de fabriquer simultanément plusieurs composants hybrides III-V sur Si, et l'utilisation de couches III-V de haute qualité. Quatre principales variantes de cette technique sont démontrées dans la littérature:
  - Collage direct [10-11].
  - Collage métallique [12].
  - Collage moléculaire [13-14].
  - Collage adhésif [15-16].

Dans le premier type de collage : collage direct [11], des liaisons chimiques fortes sont créés entre les deux matériaux à leur interface quand les matériaux III-V sont mis en contact direct avec le Si, sans présence de couche intermédiaire (Figure 20(a)). Les deux plaques séparées sont collées grâce à l'adhérence de Van der Waals qui se crée entre deux surfaces hydrophiles. Ce processus nécessite un alignement précis de l'axe cristallographique des deux plaques, ainsi que des nettoyages approfondis des deux surfaces. En outre, il se réalise à des températures relativement élevées (souvent autour de 650°C). Bien que cette approche continue de donner des résultats intéressants pour les structures hétérogènes GaAs/Si (voir par exemple les publications récentes du groupe Y. Arakawa [10-11]), le collage direct est difficilement utilisable pour des matériaux III-V basés sur l'InP, car ils présentent des coefficients de dilatation thermique très différents du silicium. Lorsque la température diminue de 650°C à la température ambiante, des dislocations apparaissent, se propagent et forment des défauts sur l'échantillon.

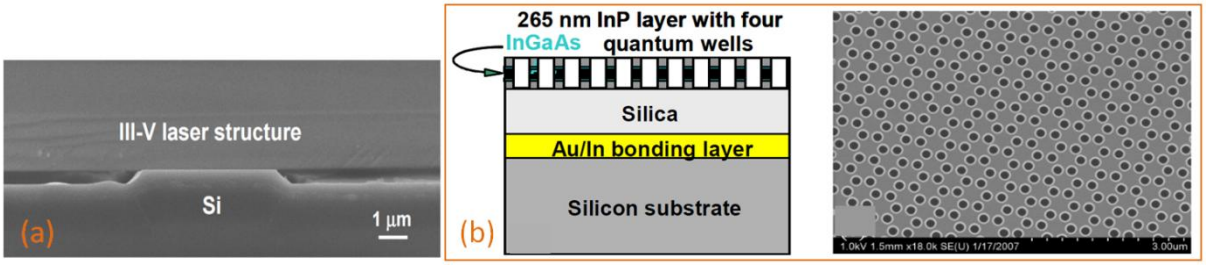


Figure 20: (a) Image prise par MEB d'une structure hybride de III-V sur Si par un collage direct [11] et (b) Schéma et Image prise par MEB d'une structure hybride de III-V sur Si par un collage métallique [12]

Pour le collage métallique, les métaux employés sont plutôt des alliages eutectiques utilisant par exemple l'or, l'étain ou l'indium, comme illustré sur la Figure 20(b) [12]. Cette couche métallique est très intéressante car elle sert aussi pour le contact électrique et la dissipation de la chaleur. Pourtant le métal étant un matériau très absorbant, cette couche métallique peut induire de fortes pertes optiques après le couplage entre les deux plaques III-V et Si.

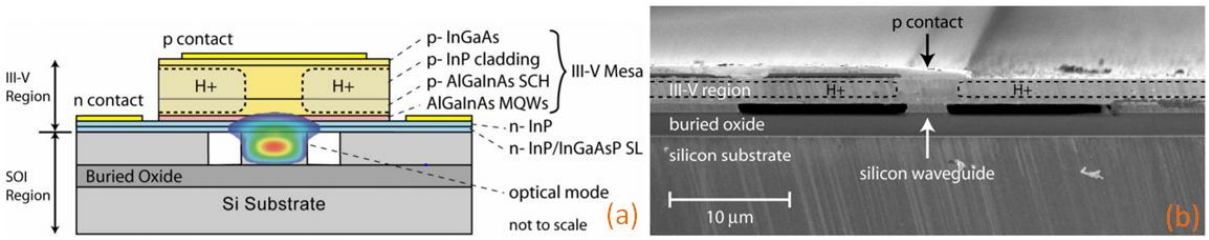


Figure 21: (a) Schéma transversal de la structure avec la distribution de mode superposée et (b) la photo prise par MEB de l'échantillon fabriquée pour un laser hybride III-V sur Si par un collage moléculaire [14]

Dans la structure hybride par collage moléculaire, un nettoyage approfondi des deux substrats est réalisé, ainsi qu'une oxydation par plasma d'O_2 pour obtenir une fine couche d'oxyde (5 nm). Les deux surfaces sont ensuite mises en contact tout en appliquant une pression de quelques MPa à 300°C pendant 12 heures [13]. En 2006, Fang et al. [14] ont démontré un laser hybride III-V sur Si à pompage électrique avec ce type de collage. La Figure 21 montre le schéma transversal de la structure, avec la distribution de mode superposée et la photo prise par MEB de la structure fabriquée. Dans ces dispositifs, le mode optique est

principalement concentré dans le silicium tandis qu'une partie évanescente du mode se trouve dans le matériau actif III-V collé au-dessus. Un avantage de cette technologie est la faible contrainte sur l'alignement entre le guide d'onde de Si et celui de III-V. Cependant, du point de vue de la conception, le recouvrement du champ électromagnétique et des puits quantiques est assez faible, généralement de seulement quelques pourcents. Pour cette raison, cette technique de collage n'est pas idéale pour minimiser la taille des dispositifs.

Enfin, le collage adhésif consiste à utiliser une couche d'une solution polymère, divinyl-siloxane benzo-cyclo-butène (DVS-BCB) [15], qui sert comme un agent de collage. Du point de vue du couplage optique, les plaques de III-V et Si sont dans ce cas séparées par une couche de quelques centaines de nanomètres de BCB, de plus faible indice de réfraction que le III-V et le Si. Dans ce cas, les deux couches (III-V et Si) supportent donc des modes distincts, et un couplage évanescent devient possible entre ces deux guides d'ondes. Cette technique a été démontrée tout d'abord par un groupe de recherche à l'université de Ghent (Belgique) [16]. La Figure 22 montre des photos prises par MEB de structure hybride de III-V sur Si par un collage de BCB. Ces photos montrent un collage très propre. Les parties actives et passives sont bien séparées l'une de l'autre. Ce type de collage permet d'optimiser les structures dans chacun des niveaux de façon quasiment séparé tout en contrôlant le couplage, afin d'optimiser notamment le taux de recouvrement du mode optique avec les puits quantiques dans la partie active.

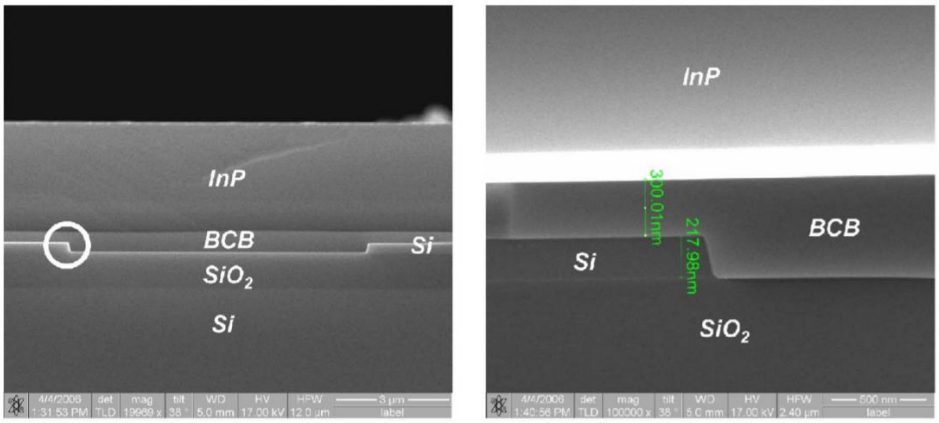


Figure 22: Photos prises par MEB de structure hybride III-V sur Si par un collage adhésif de BCB [16]

Afin de réaliser ce collage, le BCB est un très bon candidat, grâce à son faible indice de réfraction ($n = 1.57$), et ses bonnes propriétés de planéarisation et de thermodurcissement [16]. De plus ce collage est fait à relativement basse température, autour de 300°C. À cette température, le BCB qui est déposé sur le SOI polymérise pour former un matériau transparent dans le proche infrarouge. Par conséquent, il est possible d'obtenir une bonne isolation optique de chaque guide et un couplage optique efficace entre les deux modes. Notons qu'un inconvénient du BCB est sa faible conductivité thermique qui rend la dissipation thermique peu efficace. Cependant, une gestion thermique efficace peut être réalisée soit activement par un réglage thermo-optique grâce à une couche métallique déposée juste au-dessus [17] soit passivement en optimisant les matériaux environnants le III-V. Comme cette technique de collage est très prometteuse et reproductible, elle est utilisée au C2N-Marcoussis pour la fabrication des dispositifs

hybrides III-V sur Si. Les parties suivantes sont donc dédiées à la conception du modulateur optique à cristaux photoniques utilisant cette technique de collage III-V sur Si.

2 Structures à onde lente dans une membrane III-V sur Silicium

Les cristaux photoniques à ondes lentes, avec une faible vitesse de groupe, sont une solution très prometteuse pour améliorer les interactions entre les matières et la lumière et de réduire la taille des composants. En comparaison avec des structures résonantes (cavité Fabry-Perot, résonateur, microcavité à cristaux photoniques), qui offrent également une réduction de taille importante, les structures à ondes lentes peuvent offrir de meilleures bandes passantes optiques et sensibilité à la température.

C'est pourquoi nous avons proposé dans le cadre de cette thèse de combiner des structures à électro-absorption en III-V avec des cristaux photoniques à onde lentes, pour optimiser de manière ultime la taille et la consommation d'énergie des modulateurs. Le cristal photonique sera alors réalisé dans la membrane de III-V intégrée sur substrat SOI par collage BCB. Dans la structure proposée, la lumière est transférée totalement d'un guide ruban de Si à un guide ruban de III-V, puis vers le guide à cristaux photoniques à onde lentes. Le couplage inverse est effectué en sortie du composant.

La conception du modulateur débute donc par l'optimisation de la partie active, et particulièrement de la structure à ondes lentes dans la membrane III-V sur SOI.

2.1 Structures à cristaux photoniques à ondes lentes : principes

Le premier paramètre dans la structure de l'onde lente est la vitesse de groupe v_g, qui décrit la vitesse à laquelle l'enveloppe d'une impulsion se propage. L'indice de groupe $n_g = c/v_g = c(dk/d\omega)$traduit le ralentissement de la lumière [18-19]. **Un autre paramètre à considérer est le produit de la largeur spectrale avec l'indice du groupe (group index bandwidth product (GBP) en Anglais) donnée par $GBP = n_g \Delta\lambda/\lambda$. Ses valeurs typiques varient de 0.1 à 0.4. Par exemple une largeur spectrale de 15 nm à la longueur d'onde de 1550 nm avec un indice de groupe de 30 donneraient une valeur de GBP de 0.3 [20].**

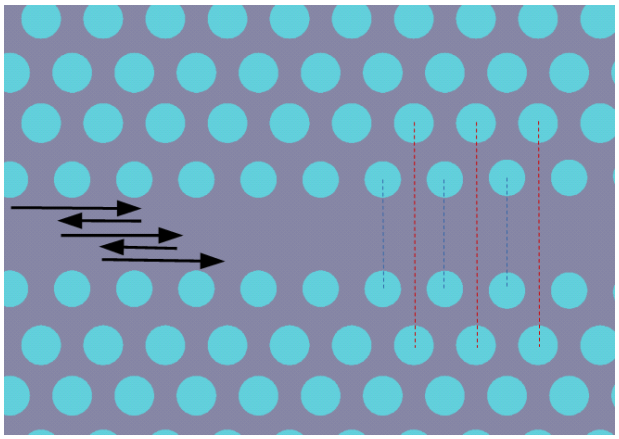


Figure 23: Mécanisme de génération d'onde lente dans des guides d'onde aux cristaux photoniques

La plupart des guides à ondes lentes s'appuient sur des guides à cristaux photoniques de type W1 modifiés. Un guide d'onde W1 est une structure périodique dont une ligne de trous a été supprimée, permettant ainsi la présence d'un mode guidé dans la structure avec un vecteur d'onde k le long de l'axe de cette ligne (axe du défaut). Le mécanisme pour générer un mode lent dans des guides d'ondes à cristal photonique peut s'expliquer de manière simple (Figure 23). Les trous qui forment la frontière du guide d'ondes de chaque côté forment une structure périodique: où il y a un trou, le guide d'onde est étroit, et où il n'y en a pas, le guide d'ondes est plus large. Cette structure périodique étroite-large-étroite forme un réseau de Bragg. Si la condition de Bragg est satisfaite, ce qui correspond à la limite de la zone de Brillouin du guide d'onde (cela veut dire $\boldsymbol{n\lambda = 2a}$, où a est la période), une onde stationnaire est formée. Pour les longueurs d'onde proches mais inférieures à la condition de Bragg on trouve le régime d'onde lente : l'interaction entre la lumière incidente et la lumière réfléchie par la structure périodique va réduire la vitesse de propagation de la lumière. Ce mode est appelé le «mode lent» [18].

Dans le guide W1 classique, la distance entre les deux rangées de trous qui créent le guide d'onde est $\sqrt{3}a$. Un exemple pour modifier le guide W1 et optimiser la structure consiste à réduire la distance entre les 2 premières rangées de trous. Dans leur travail théorique, Petrov et al. atteignent un indice du groupe de 50 et un GBP de 0.16 [21]. Des modes lents peuvent également être réalisés en modifiant la structure de bandes du guide, par exemple, en modifiant la taille ou la position des différentes rangées de trous (Figure 24). Li et al [22] ont modifié la position des trous perpendiculaires au guide d'onde et ont ainsi obtenu un GBP de l'ordre de 0.3.

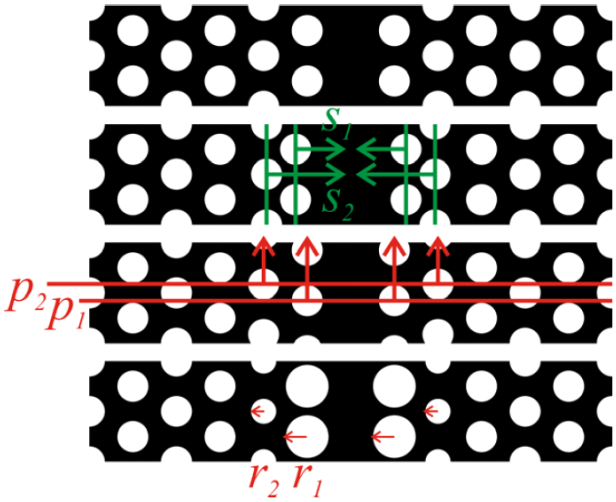


Figure 24: Différentes méthodes basées sur des perturbations du guide W1 pour optimiser le mode lent en terme d'indice de groupe et de produit indice de groupe x bande passante (GBP) [22]

Ainsi on peut voir qu'il est possible de modifier soit la taille soit la position des trous pour des résultats similaires. Cependant contrôler la position du trou est plus facile d'un point de vue technologique. En effet, tandis que la position des trous est généralement bien contrôlée par la lithographie électronique, d'autres facteurs tels que la dose du faisceau d'électrons, l'épaisseur de la résine, le temps de développement ou la température affectent la taille du trou. Des études détaillées ont montré que la position du trou peut être changée avec beaucoup plus de précision (<1 nm [23]) que la dimension du

trou (2-4 nm) [24]. Nous garderons cela en mémoire lors de l'optimisation des structures à cristaux photoniques et des coupleurs.

2.2 Simulation numérique des structures à cristaux photoniques

Un certain nombre de méthodes de simulations permettent d'analyser et d'optimiser les structures à cristaux photoniques, par exemple, la méthode des éléments finis (FEM), la méthode des ondes planes (PWE), ou la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). Dans le cadre de cette thèse, la méthode FDTD par le logiciel Lumerical est utilisée afin de calculer le diagramme de bandes de la structure des cristaux photoniques et par la suite pour optimiser le composant.

Le principe de la simulation FDTD pour le calcul des diagrammes de bandes des structures consiste à créer une source capable d'exciter tous les modes d'intérêt et à calculer les fréquences de résonance dans la structure.

Pour cela une cellule élémentaire de la structure périodique est simulée dans les trois dimensions de l'espace (Figure 25) Les conditions aux limites de Bloch sont utilisées dans la direction x et des PML (perfectly matched layer) dans les directions y et z. En plus, nous utilisons également un plan d'anti-symétrie pour y = 0 afin de diminuer le temps de simulation et aussi de limiter les modes qui peuvent exister pour isoler les bandes d'intérêt (TE).

Le profil de la source n'est pas très important dans les simulations pour calculer la structure de bandes. Le but est simplement de créer une source qui soit capable d'exciter tous les modes d'intérêt. Une source de profils temporel et spatial arbitraires formée par des dipôles est le moyen le plus pratique. L'utilisation de plusieurs dipôles assure que tous les modes seront excités. Il est également possible de définir les orientations dipolaires pour exciter uniquement certains modes afin d'isoler les bandes d'intérêt (dans notre cas, tous les dipôles sont dans le plan xy).

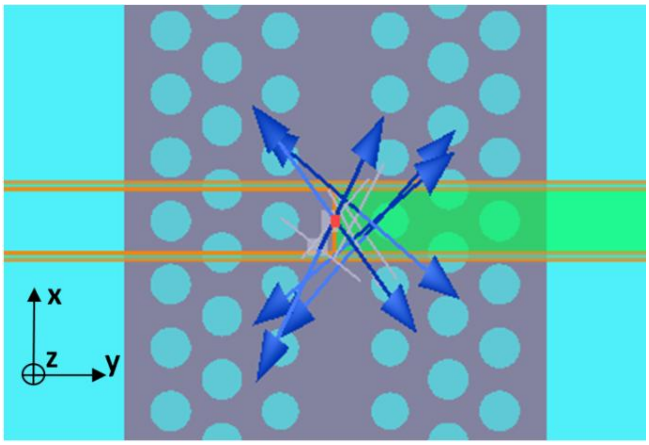


Figure 25: Simulation d'une membrane à cristal photonique. Les lignes orange sont les limites de la fenêtre de calcul, les flèches bleues sont des sources dipôles.

La conception du guide nécessite une optimisation des propriétés optiques (fort n_g et grand GBP sont souhaités), mais nécessite également un compromis entre les propriétés optiques et électriques. En effet une structure parfaite de cristaux photoniques demande un nombre suffisant (en théorie infini) de

rangées de trous de chaque côté le long du guide. Mais d'autre part, il faudra éviter de placer les contacts électriques trop loin du centre du guide d'onde, au risque d'augmenter trop fortement les résistances d'accès de la structure.

Une première étude a donc été menée pour évaluer le nombre minimum de rangées de trous de part et d'autres du guide qui étaient nécessaire pour assurer les bonnes propriétés optiques de la structure.

Sur la Figure 26 sont reportés les diagrammes de bandes d'un guide W1 classique réalisé dans une membrane InGaAsP de 450 nm d'épaisseur, pour un nombre de rangées de trous de chaque côté variant de 2 à 7 (7 rangées de trous sont suffisantes pour avoir une structure de cristaux photoniques parfaite [21,25]). Il peut être observé que, dans la zone où il y a des ondes lentes (près de la limite de la zone de Brillouin où $k = 0.45 - 0.5$), la structure de bandes reste presque constante dans les trois cas N=3, 5 et 7. Quand $N = 2$, la structure de bandes est totalement différente. C'est pourquoi nous avons décidé de choisir le nombre $N = 3$, le plus petit, qui ne change pas les propriétés optiques de la structure. En conclusion, la largeur du guide à cristal photonique doit être limitée à trois rangées de trous de chaque côté le long de la direction de propagation de la lumière (Figure 25), ce qui est suffisant pour obtenir un mode lent dans la partie centrale de $400\,nm$ à $500\,nm$ de large typiquement (en fonction des paramètres des cristaux photoniques choisis). La conséquence de ces dimensions sur les performances électriques du modulateur sera évaluée dans la Partie 4.2.

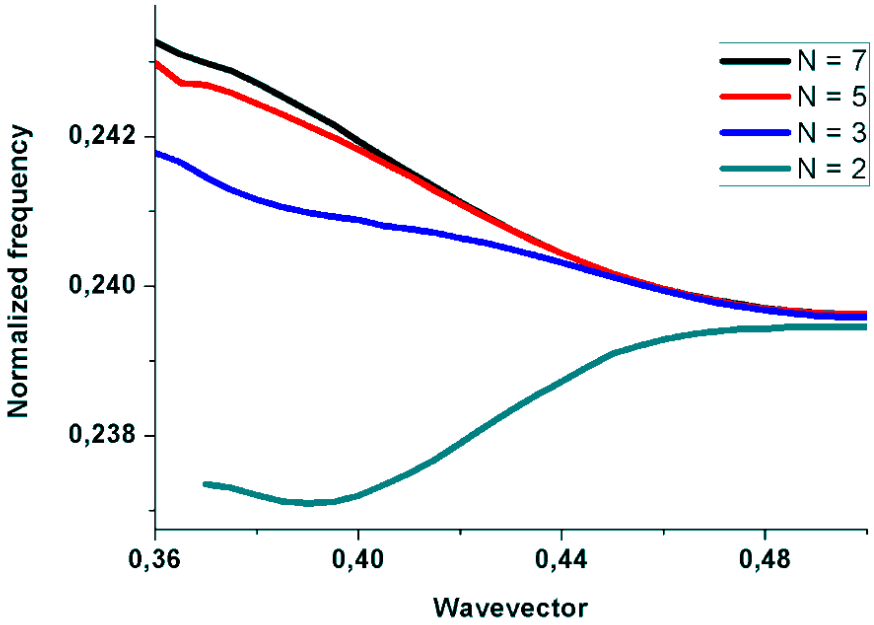


Figure 26: Diagramme de bande pour différents nombres de rangées de trous chaque côté, vari de 2 à 7

2.3 Conception de la structure à onde lente : membrane de 450 nm d'épaisseur

Dans le cas des modulateurs à électro-absorption III-V sur silicium « classiques », l'épaisseur de la région active est typiquement de 2 μm voire plus [26-27], incluant la couche à puits quantiques (typiquement

$200\ nm$ pour assurer un bon recouvrement avec le mode optique), les deux couches p et n dopées de part et d'autres, pour les contacts électriques, ainsi qu'une couche de confinement permettant d'isoler optiquement la région optique du métal supérieur, pour éviter les pertes optiques (Figure 27(a)). D'autre part, les structures à cristaux photoniques utilisés couramment en photonique silicium sont habituellement basées sur des membranes de $200 - 300\ nm$ d'épaisseur minimum pour assurer leur caractère monomode. Pour réaliser des structures à cristaux photoniques dans la couche de III-V sur silicium, il est ainsi nécessaire de diminuer l'épaisseur de cette région active. Un point clef a donc été de déplacer le métal formant le contact supérieur sur un côté, comme illustré sur la Figure 27(b), ce qui permet la suppression de la couche de confinement optique.

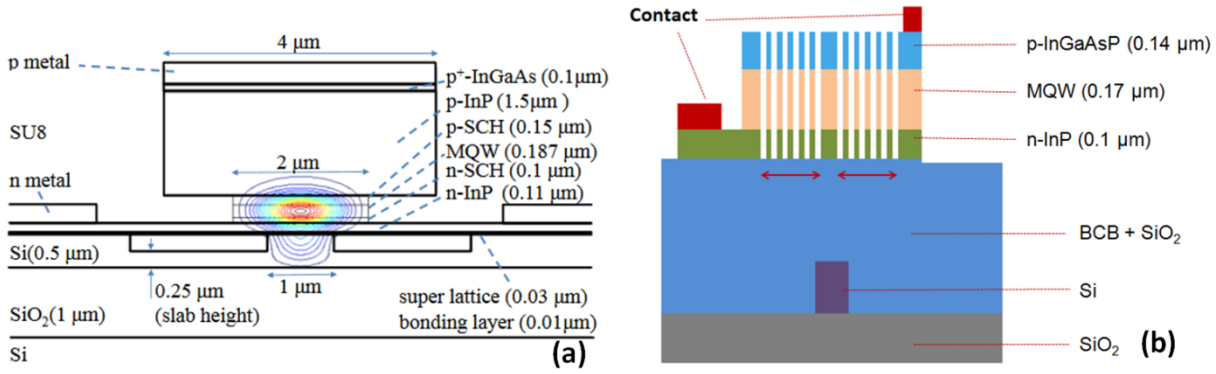


Figure 27: (a) Structure classique venant de [26] avec la couche épaisse au-dessus pour isoler le mode du métal, et (b) notre structure où on déporte le métal sur le côté

L'optimisation du cristal photonique est alors effectuée en se basant sur la structure de la Figure 28. Une membrane d'épaisseur totale 450 nm de matériau actif est considérée. En effet les premiers tests à 500 nm ont montré qu'il n'était pas possible de concevoir une structure à ondes lentes efficace à cause du caractère multi-mode de la membrane.

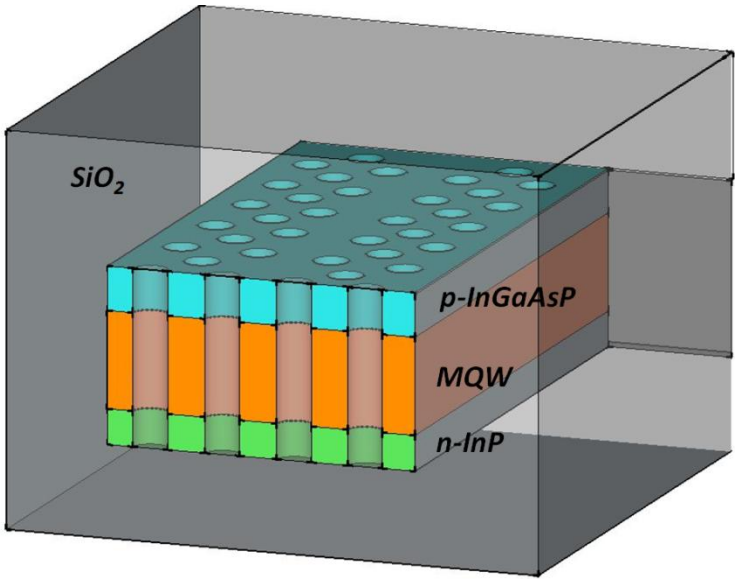


Figure 28. Membrane III-V de 450 nm d'épaisseur totale. Pour l'optimisation de l'onde lente, le matériau est supposé entouré de silice.

Pour la conception de la structure à ondes lentes, le guide d'onde silicium n'est pas pris en compte, et le cristal photonique est considéré comme entouré par la silice. En effet l'indice de réfraction du BCB utilisé pour le collage est proche de celui de la silice. La région active à puits quantique fait 210 nm d'épaisseur et la structure comprend en plus 100 nm de n-InP et 130 nm de p-InGaAsP pour les contacts. Les indices de réfraction des différents matériaux utilisés dans les simulations suivantes sont présentés dans le **Tableau 2**.

Tableau 2: Indices de réfraction (n) pour les différentes couches

Matériau	Indice de réfraction
Si	3.56
SiO_2	1.44
p-doped InGaAsP	3.33
n-doped InP	3.16
MQW InGaAsP	3.4

Pendant les dernières années, l'optimisation de structure à cristaux photoniques a fait l'objet de nombreuses études théoriques et expérimentales [21, 25, 28]. Nous avons pu bénéficier de ces travaux pour déterminer les règles générales de conception. A partir de là nous avons choisi d'optimiser notre structure en jouant sur les paramètres suivants du cristal photonique : le paramètre de maille a, le rayon du trou r, et la géométrie des deux premières lignes du guide W1 comme le rayon du trou dans la première rangée r_1, le décalage de la première rangée et de la deuxième rangée par rapport du réseau idéal s_1 et s_2. Ces différents paramètres sont présentés sur la **Figure 29**. Le réseau idéal de cristal photonique W1 est indiqué par des cercles en noir, tandis que le réseau modifié optimisé est indiqué par des disques en bleu.

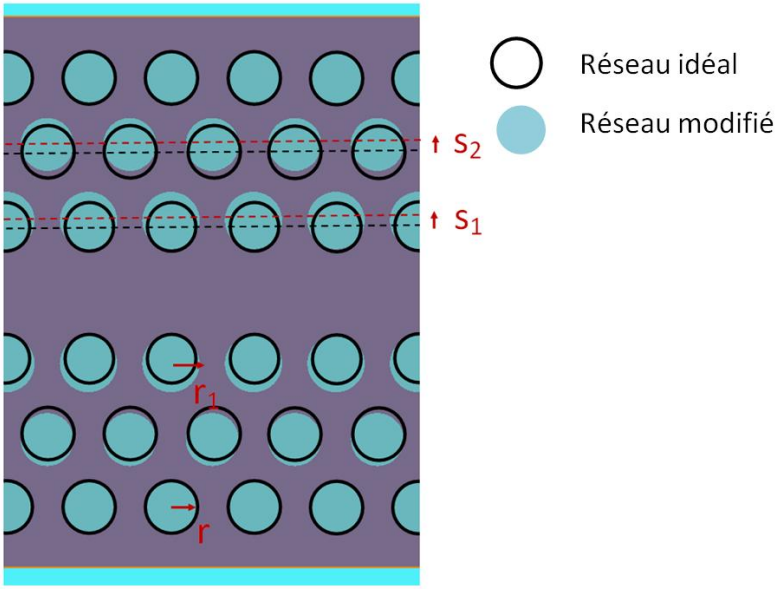


Figure 29: paramètres utilisés pour optimiser le cristal photonique: réseau W1 modifié par rapport au réseau idéal

Une synthèse des performances obtenues après optimisation du cristal est reportée sur la **Figure 30**. Dans la structure de référence, la période a est de $375\ nm$ et le rayon r de $120\ nm$, sauf dans la première rangée où le rayon du trou r_1 est de $110\ nm$. La première rangée et la deuxième rangée sont décalées du réseau idéal respectivement de $s_1 = 0$ et $s_2 = 20\ nm$. Nous faisons successivement varier chacun de ces paramètres en gardant fixes les valeurs des autres paramètres. Le diagramme de bande et l'indice de groupe en fonction de la longueur d'onde sont reportés sur la **Figure 30**.

- Premièrement, nous pouvons observer que l'indice du groupe augmente énormément quand on se rapproche du bord de bande interdite. La valeur moyenne de l'indice du groupe dans la bande passante (c'est-à-dire en excluant la région où l'indice de groupe augmente fortement aux plus grandes longueurs d'onde à cause de la bande interdite) varie typiquement entre 30 et 50, et dépend de plusieurs paramètres. Plus cette valeur est grande, plus la largeur de la bande passante est petite et inversement.

- Deuxièmement, nous pouvons constater que la bande est décalée vers des longueurs d'onde plus grandes (fréquences normalisées plus petites) quand nous diminuons r et r_1, ou augmentons s_1 et s_2. En fait, dans ce cas, nous augmentons le volume de matériau III-V et diminuons le volume de SiO_2 (dans les trous) au voisinage du mode optique. Ainsi l'indice effectif moyen augmente, et la courbe de dispersion est décalée vers les longueurs d'onde plus grandes.

- Troisièmement, la forme de la courbe de l'indice de groupe en fonction de la longueur d'onde change fortement surtout quand on varie le décalage s_1 et s_2. Par exemple en **Figure 30**(d), dans le cas où il n'y a pas de décalage de la deuxième rangée par rapport du réseau idéal $s_2 = 0$, on observe un pic très étroit dans la zone d'onde lente. Si on fait un décalage $s_2 = 10\ nm$, le pic devient moins étroit, et si on continue à augmenter le décalage $s_2 = 20\ nm$, on obtient une grande bande passante d'environ $15\ nm$ de large et assez plate autours de $1.61\ \mu m$.

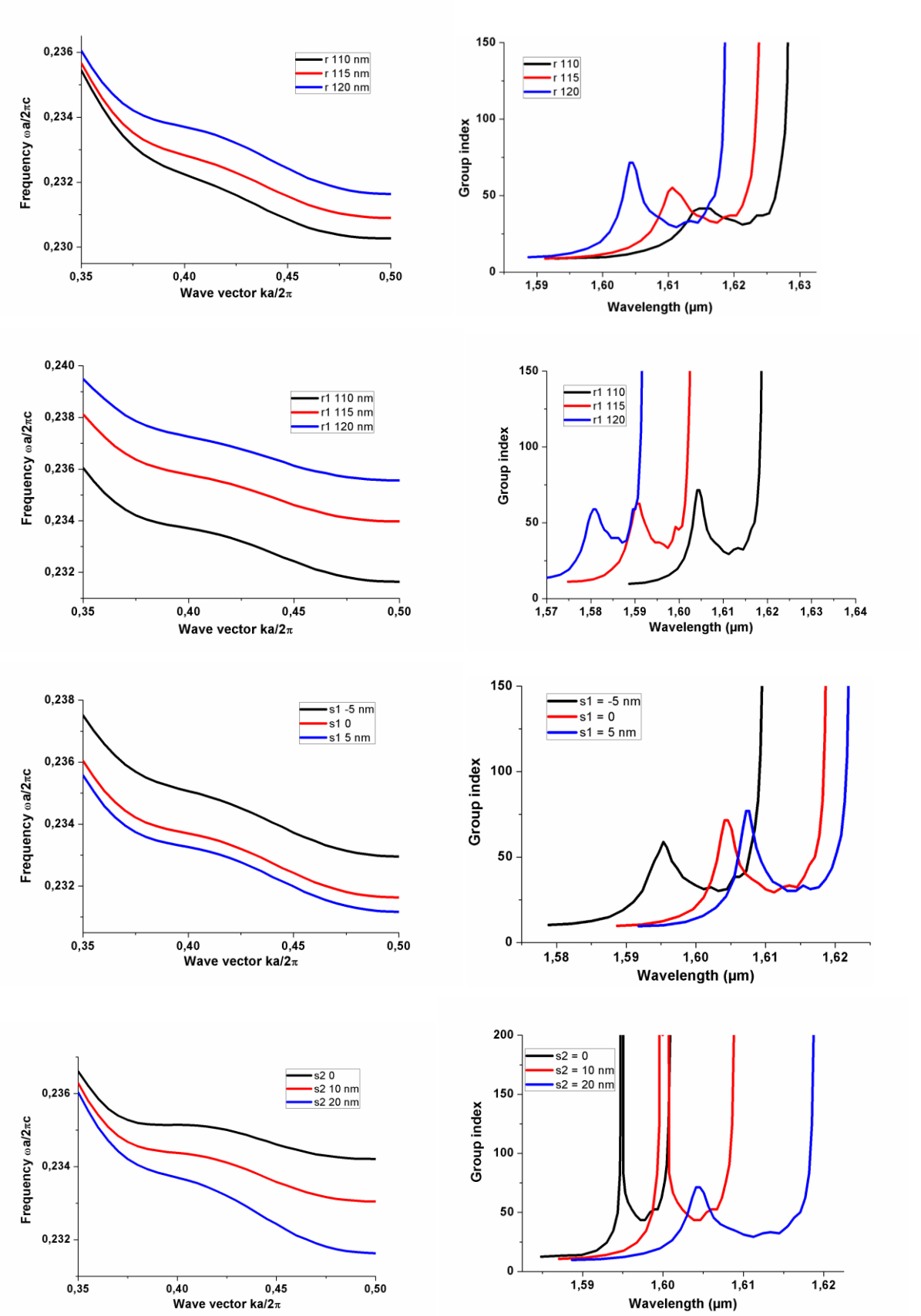


Figure 30: Diagramme de bande (à gauche) et indice de groupe (à droite) en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs structures de cristaux photoniques. Les paramètres r, r_1, s_1, s_2 sont illustrés sur la Figure 8.

Dans le cadre de cette thèse, notre objective est de concevoir un guide à mode lent avec un grand indice du groupe et simultanément une bande passante assez large. Finalement nous avons défini deux structures optimisées comme dans le **Tableau 3**:

- l'une qu'on appelle la Structure 1 ayant la période du cristal photonique a de $375\ nm$, le rayon du trou r de $120\ nm$, sauf dans la première rangée où le rayon du trou r_1 est de $130\ nm$. Les première et deuxième rangées sont décalée du réseau idéal respectivement de $s_1 = 0$ et $s_2 = 20\ nm$.
- l'autre qu'on appelle la Structure 2 ayant la même période de cristal photonique a est de $375\ nm$, le rayon du trou r est de $120\ nm$, sauf dans la première rangée où le rayon du trou r_1 est de $125\ nm$, la première rangée et la deuxième rangée est décalée du réseau idéal respectivement de $s_1 = -15\ nm$ et $s_2 = 20\ nm$.

Tableau 3: Paramètres des structures optimisées

	a (nm)	r (nm)	r_1 (nm)	s_1 (nm)	s_2 (nm)
Structure 1	375	120	130	0	20
Structure 2	375	120	125	-15	20

La Structure 1 nous donne une valeur moyenne de l'indice de groupe plus grande, mais une largeur de spectrale plus faible que la Structure 2. Leur structure de bande est montrée dans la **Figure 31**(a). La bande passante où les modes sont confinés dans la couche active est limitée par le cône de lumière de SiO_2 (ligne en bleu), correspondant au cas où le vecteur d'onde k varie de 0.35 à 0.5.

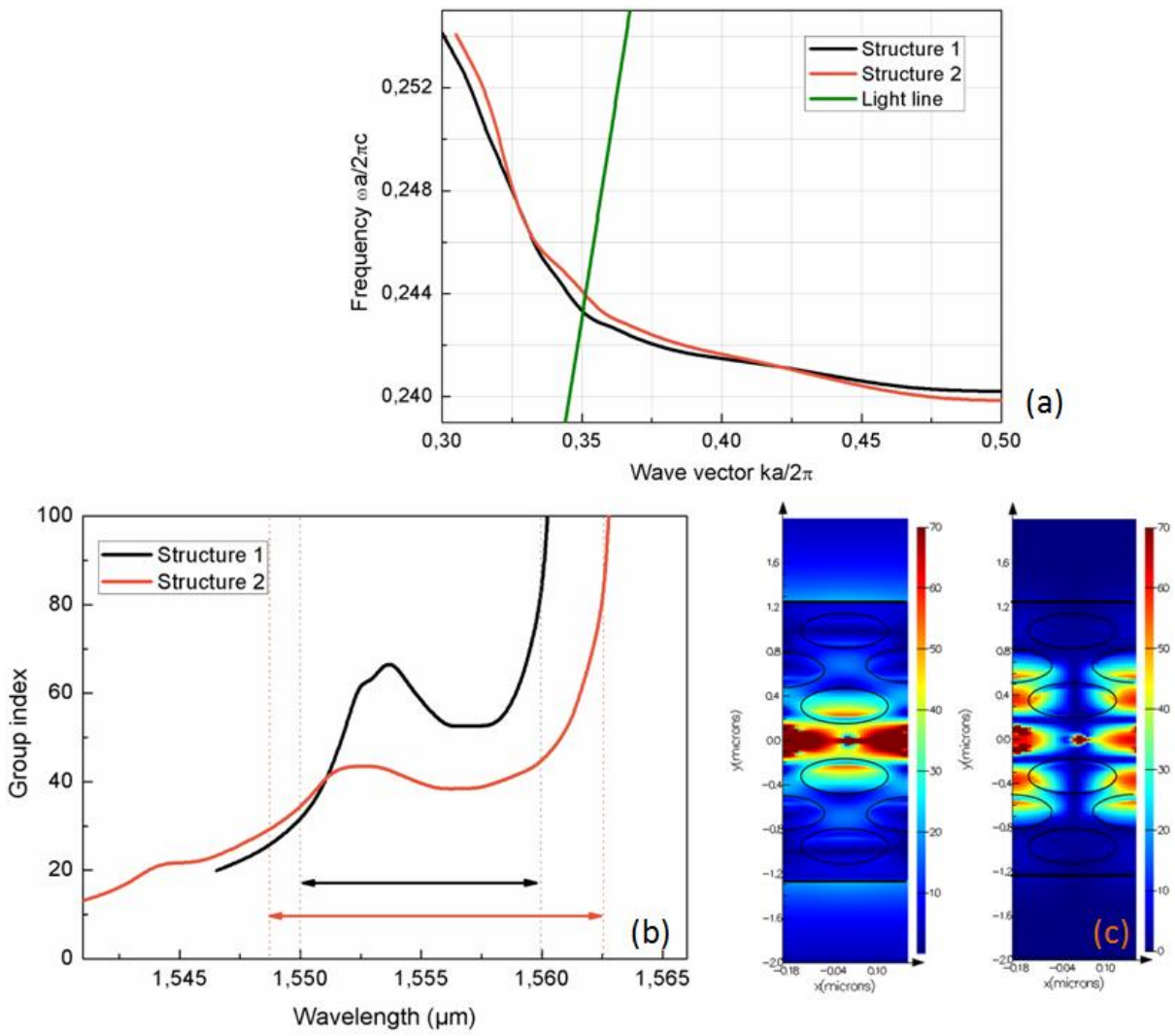


Figure 31: (a) Diagramme de bande des deux structures optimisées; (b) Indice de groupe en fonction de la longueur d'onde ; et (c) distribution du champ Ey pour $n_g = 20$ (gauche) et $n_g = 67$ (droite) pour la Structure 1

L'indice de groupe en fonction de la longueur d'onde est reporté sur la **Figure 31**(b). Le mode lent de la structure 2 est obtenu avec une bande spectrale de $15\ nm$, plus large que celui de la structure 1, mais sa valeur moyenne est plus faible. On peut s'intéresser au produit de la largeur spectrale avec l'indice du groupe (GBP). Si on considère la Structure 1, on peut prendre une largeur spectrale de $10\ nm$ à la longueur d'onde de $1550\ nm$ et un indice de group de 60, ce qui nous donne une valeur de GBP de 0.387. D'autre part, quant à la Structure 2, une largeur spectrale de $13\ nm$ peut être obtenue à la longueur d'onde de $1550\ nm$ et un indice de group de 40, ce qui déduit la valeur de GBP de 0.335. Ces valeurs sont assez grandes en comparaison des valeurs typiques de GBP de 0.1 à 0.4.

La distribution du champ de la Structure 1 pour $n_g = 20$ et $n_g = 67$ sont présentés sur la **Figure 31**(c). Le mode est symétrique, ce qui permettra le couplage avec le mode fondamental d'un guide ruban. De plus un bon confinement de la lumière est obtenu dans la partie centrale de la structure limitée à trois rangées de trous de chaque côté le long de la direction de propagation de la lumière.

A partir de cette section, la conception du modulateur est basée sur la Structure 1. On pourra utiliser la Structure 2 au cas où on a besoin une bande spectrale plus large.

3 Couplage de la lumière

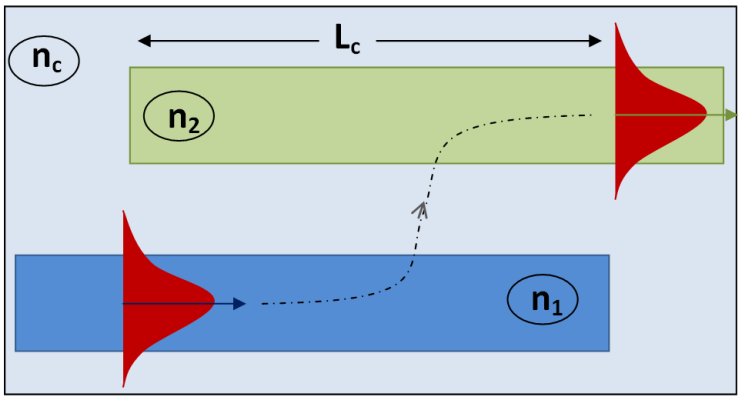
Les modulateurs hybrides III-V sur silicium existant dans la littérature sont basés sur un mode optique hybride se propageant à la fois dans le silicium et dans le matériau III-V [18]. A l'inverse, pour optimiser le composant en terme d'efficacité, de compacité et donc de consommation énergétique, nous avons choisi de transférer l'ensemble de la lumière du guide SOI vers le matériau III-V puis dans une deuxième étape de coupler la lumière sur le mode lent d'un cristal photonique afin d'obtenir la région active la plus compacte.

3.1 Couplage de la lumière du guide d'onde SOI vers le guide ruban III-V

Nous nous intéressons à présent au couplage optique entre la partie passive du guide d'onde SOI, et la partie active du matériau III-V. Dans un premier temps les éléments théoriques de couplage entre deux guides seront rappelés. Les paramètres importants de la technique de collage entre le substrat SOI et le matériau III-V sont ensuite discutés car ils influencent grandement la conception du coupleur. En effet, une couche de faible indice de réfraction (SiO_2 et BCB) utilisée pour le collage entre le matériau III-V et le silicium sépare les deux régions à l'issue de la fabrication du composant. Les différents coupleurs conçus pour les modulateurs hybrides sont ensuite présentés. Différents cas de figure sont présentés et comparés, correspondants à différentes configurations de collage entre le silicium et le III-V.

3.1.1 Eléments de théorie de couplage entre deux guides

Nous allons considérer ici le cas où deux guides d'onde d'indice n_1 et n_2 sont séparés l'un de l'autre par un milieu d'indice n_c, comme représenté sur la **Figure 32**(a). La lumière rentre dans le guide 1 (le guide d'indice n_1) et notre objectif est de transférer la lumière vers le guide 2 (le guide d'indice n_2) après une longueur de propagation, comme représenté sur la **Figure 32**(b). Selon la forme du guide d'onde, il existe deux types de couplage : le couplage directionnel avec la largeur des guides qui reste constante et le couplage par « taper » avec la largeur des guides qui varie en fonction de la longueur du guide.



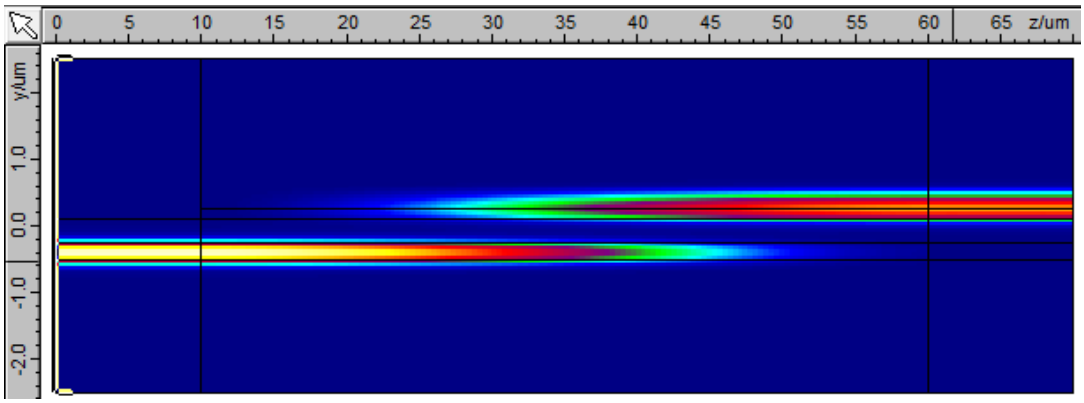


Figure 32: (a) Couplage entre deux guides d'onde d'indice n_1 et n_2, séparés par un matériau d'indice n_c; (b) Vue latérale de la puissance moyenne lors du couplage entre les deux guides d'onde (calcul à l'aide du logiciel FIMMWAVE)

3.1.1.1 Couplage directionnel

Dans le premier cas, les largeurs du guide 1 et du guide 2 restent constantes à w_1 et w_2 respectivement au long du guide. La théorie de couplage entre deux guides peut être comprise à partir des équations des modes propres des guides séparés. Les ondes électromagnétiques correspondant aux modes propres se propageant dans ces deux guides peuvent être écrites séparément par ces équations [29-30] :

$$a_1(x,y,z) = E_1 U_1(x,y) e^{-i\beta_1 z} \tag{1}$$

$$a_2(x,y,z) = E_2 U_2(x,y) e^{-i\beta_2 z} \tag{2}$$

Où $E_i e^{-i\beta_i z}$ dénote l'amplitude du champ selon l'axe z, $U_i(x,y)$ est le profil transverse et β_i la constante de propagation du mode propre dans le guide i. On en déduit alors les équations différentielles suivantes :

$$\frac{da_1}{dz} = -i\beta_1 a_1 \tag{3}$$

$$\frac{da_2}{dz} = -i\beta_2 a_2 \tag{4}$$

Dans le cas où des guides sont rapprochés, la queue évanescente des modes propres d'un guide recouvre le guide voisin. Il y a donc une perturbation de l'onde 1 sur l'onde 2 et inversement. Les équations différentielles des modes couplés deviennent [31] :

$$\frac{da_1}{dz} = -i\beta_1 a_1 - i\kappa_{12} a_2 \tag{5}$$

$$\frac{da_2}{dz} = -i\beta_2 a_2 - i\kappa_{21} a_1 \tag{6}$$

Où κ_{12} et κ_{21} sont les constantes de couplage, correspondant à la perturbation entre les deux guides. Elles sont données par les formules [31]:

$$\kappa_{12} = \frac{k_0^2}{2\beta_1} \frac{\int (n_1 - n_c) U_1^* U_2 dxdy}{\int |U_1^2| dxdy} \tag{7}$$

$$\kappa_{21} = \frac{k_0^2}{2\beta_2} \frac{\int (n_2 - n_c) U_2^* U_1 dxdy}{\int |U_2^2| dxdy} \tag{8}$$

Ces constantes de couplage dépendent nécessairement du recouvrement des modes propres d'un guide sur le guide voisin. Afin de renforcer le couplage, il est nécessaire d'augmenter κ en diminuant la distance entre deux guides. Dans notre cas, cela veut dire diminuer l'épaisseur de la couche de collage entre la couche de III-V et la couche de Si.

Pour le cas où les deux guides sont symétriques, on a $\kappa_{12} = \kappa_{21}$. Pour les cas où les deux guides sont dissymétriques, il est possible de définir une valeur moyenne $\kappa = \sqrt{\kappa_{12}\kappa_{21}}$.

En résolvant les équations (5-6), on obtient les solutions suivantes :

$$a_1(z) = e^{-i\bar{\beta}z}\left(A_1 e^{isz} + A_2 e^{-isz}\right) \tag{9}$$

$$a_2(z) = e^{-i\bar{\beta}z}\left(B_1 e^{isz} + B_2 e^{-isz}\right) \tag{10}$$

Où $\bar{\beta} = \frac{\beta_1+\beta_2}{2}$ représente la valeur moyenne des constantes de propagation des modes propres dans chaque guide séparé, et $s = \sqrt{\Delta^2 + \kappa^2}$ avec$\Delta = \frac{\beta_1-\beta_2}{2}$ représentant le paramètre de désaccord de phase.

On peut ensuite déterminer les paramètres A_1, A_2, B_1, B_2 à l'aide des conditions aux limites. A $z = 0$, la lumière est injectée dans le guide 1, ainsi $a_1(0) = a(0)$ et $a_2(0) = 0$.

A partir des équations (5-6), on obtient : $\frac{da_1(0)}{dz} = -i\beta_1 a(0)$ et $\frac{da_2(0)}{dz} = -i\kappa_{21} a(0)$

La résolution de ces équations mène à des solutions dans chaque guide $a_1(z)$ et $a_2(z)$ de la forme :

$$a_2(z) = -i\frac{\kappa_{21}}{s} a(0) e^{-i\bar{\beta}z} \sin(sz) \tag{11}$$

$$a_1(z) = a(0) e^{-i\bar{\beta}z} [\cos(sz) + i\frac{\beta_2-\beta_1}{2s} \sin(sz) \tag{12}$$

On en déduit la puissance optique normalisée dans les deux guides :

$$P_2(z) = \left|\frac{a_2(z)}{a(0)}\right|^2 = \frac{1}{1+\left(\frac{\Delta}{\kappa}\right)^2} sin^2(sz) = F.sin^2(sz) \tag{13}$$

$$P_1(z) = 1 - F.sin^2(sz) \tag{14}$$

Où $F = \frac{1}{1+\left(\frac{\Delta}{\kappa}\right)^2} = \left(\frac{\kappa}{s}\right)^2$ représente l'efficacité du couplage directionnel maximal.

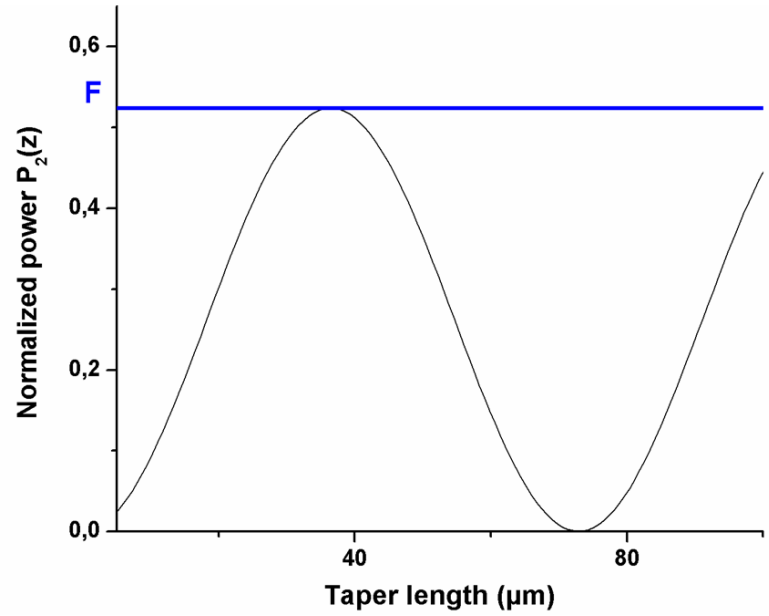


Figure 33: Echange de puissance entre deux guides d'onde en fonction de la longueur du taper

Dans ce système, comme les puissances optiques normalisées dans deux guides $P_1(z)$ et $P_2(z)$ sont en fonction sinus, la lumière se transfère périodiquement entre les deux guides d'onde. La **Figure 33**, représentant la puissance $P_2(z)$ en fonction de la longueur du taper, montre un échange du mode optique entre deux guides d'onde.

Dans le cas où les constantes de propagation de deux guides séparés β_1 et β_2 sont égaux, on dit que les modes sont en accord de phase. On a alors $\Delta = 0$ et F=1, la lumière peut être transférée totalement entre deux guide à $z = \frac{\pi}{2s}(2p+1)$. La longueur du couplage directionnel L_c définit la longueur minimale nécessaire pour que l'échange de puissance entre deux guides soit complet $L_c = \frac{\pi}{2s} = \frac{\pi}{2\kappa}$.

Si les constantes de propagation de deux guides séparés β_1 et $\beta_2$sont différentes, on dit que les modes ne sont pas en accord de phase. On a alors $\Delta \neq 0$: il y a seulement une partie de la lumière qui est transférée d'un guide vers l'autre. Le taux de transmission est toujours en fonction sinus. Dans ce cas, l'échange de puissance entre deux guides n'est pas complet mais il atteint un maximum $F = \left(\frac{\kappa}{s}\right)^2 < 1$, pour $z = \frac{\pi}{2s}(2p+1,)$. La longueur de couplage directionnel vaut ainsi $L_c = \frac{\pi}{2s} = \frac{\pi}{2\kappa\sqrt{F}}$. (15)

Si les deux guides d'onde possèdent des constantes de propagation totalement différentes, le désaccord de phase entre les modes est très grand par rapport à la constante de couplage. On a ainsi $\Delta \gg \kappa$: on en déduit que F tend vers 0, les guides sont bien séparés et il n'y a pas de couplage de mode entre deux guides.

En conclusion, le couplage directionnel nous permet de transférer la lumière d'un guide vers l'autre avec un couplage assez court ($L_c = \frac{\pi}{2s} = \frac{\pi}{2\kappa}$) et très efficace (F=1) quand les modes des deux guides sont en accord de phase. L'inconvénient de ce type de couplage est que le taux de transmission dépend fortement de la longueur du guide et aussi de la longueur d'onde : fabriquer deux guides en accord de phase nécessite des largeurs de guide très précises qui ne sont pas faciles à obtenir en fabrication.

3.1.1.2 Couplage par taper linéaire

Afin d'améliorer le couplage entre deux guides d'onde, un autre type de couplage est possible : le couplage par « taper » linéaire. Dans ce type de couplage, on varie la largeur d'au moins un des deux guides (ainsi, les constantes de propagation du guide varient en fonction de la longueur de propagation) pour qu'elles soient égales à un point au milieu du guide (Figure 34). Dans ces conditions, la lumière peut être couplée totalement entre deux guides. Le plus grand intérêt de ce type de couplage est la grande tolérance aux variations technologies, par rapport au cas du couplage directionnel où des valeurs très précises de largeur du guide sont nécessaires pour satisfaire les conditions d'accord de phase entre deux guides.

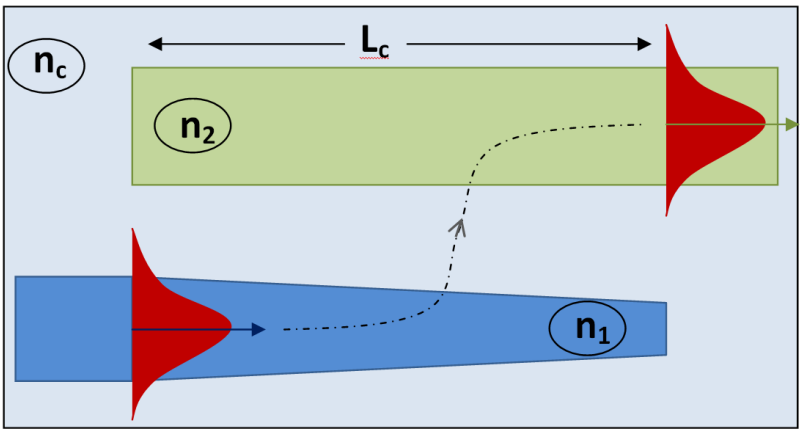


Figure 34: Schéma du couplage par taper linéaire : la largeur du guide 1 varie linéairement et la largeur du guide 2 reste constante

Un exemple simple de couplage par taper linéaire, dans lequel on fait varier la largeur d'un guide d'onde est illustré en Figure 34. La largeur du guide 2 reste constante, tandis que la largeur du guide 1 diminue le long du coupleur. La lumière est injectée dans le guide 1 et, après la propagation, elle est transférée au guide 2. A l'entrée du guide 1, sa largeur étant grande et l'indice effectif du guide 1 étant plus grand que celui du guide 2, la majorité de la lumière est confinée dans le guide 1. La largeur du guide 1 diminue au long de la propagation. Au milieu du guide, quand cette valeur devient suffisamment petite pour que l'indice effectif de ce guide devienne proche de celui du guide 2, il y a une répartition des champs dans ces deux guides. Si le guide 1 continue à être rétréci, l'indice effectif de ce guide est strictement plus faible que celui du guide 2 à la sortie, la plupart de la lumière est confinée dans le guide 2. C'est le principe d'un couplage par taper, qui était présenté dans les références [32] et [33].

Pour optimiser le coupleur par taper, il faut étudier les super-modes du système couplé [34-35]. Dans cette méthode, le champ électrique se propageant dans l'ensemble de la structure est décrit comme une combinaison de super-modes de différents ordres. Ces super-modes peuvent être exprimés comme une combinaison linéaire des modes propres des guides séparés 1 et 2. Ainsi, en négligeant des modes d'ordres élevés, le champ électrique du système peut s'écrire en fonction du mode fondamental (mode pair, note « e »), et du mode d'ordre 1 (mode impair, note « o »), sous la formule :

$$E(x,y,z) = E.E_e(x,y)e^{-i\beta_e z} + O.E_o(x,y)e^{-i\beta_o z} \quad (16)$$

Où β_e et β_o représentent des constantes de propagation du mode pair « e » et du mode impair « o », $E.e^{-i\beta_e z}$ et $O.e^{-i\beta_o z}$ sont des profils des modes. Ces deux modes sont présentés dans la Figure 35 aux différents positions au long du taper. Lorsque la lumière est couplée sur le mode pair, la lumière passe du mode fondamental du guide 1 au mode fondamental du guide 2. Tout couplage sur le mode impair correspond alors à des pertes optiques de notre dispositif. A l'entrée, pour $\Delta > 0$ le champ du mode e est principalement confiné dans le guide 1. Quand $\Delta = 0$ le champ est confiné dans les deux guides. A la sortie, $\Delta < 0$ et le champ du mode e est principalement confiné dans le guide 2.

Il est possible de montrer que les constantes de propagation du mode pair et impair sont données par des formules [34] :

$$\beta_e = \bar{\beta} - s = \frac{\beta_1+\beta_2}{2} - \sqrt{\Delta^2 + \kappa^2} \tag{17}$$

$$\beta_o = \bar{\beta} + s = \frac{\beta_1+\beta_2}{2} + \sqrt{\Delta^2 + \kappa^2} \tag{18}$$

La longueur du couplage s'écrit sous la forme :

$$L_c = \frac{\pi}{2\kappa} = \frac{\pi}{\beta_e - \beta_o} = \frac{\lambda_0}{2(n_{eff}(e) - n_{eff}(o))} \tag{19}$$

Bien que les constantes de propagation β_e et β_o dépendent en théorie de la position dans le taper, dans la partie suivante 3.1.2 on montrera que cette dépendance est très faible.

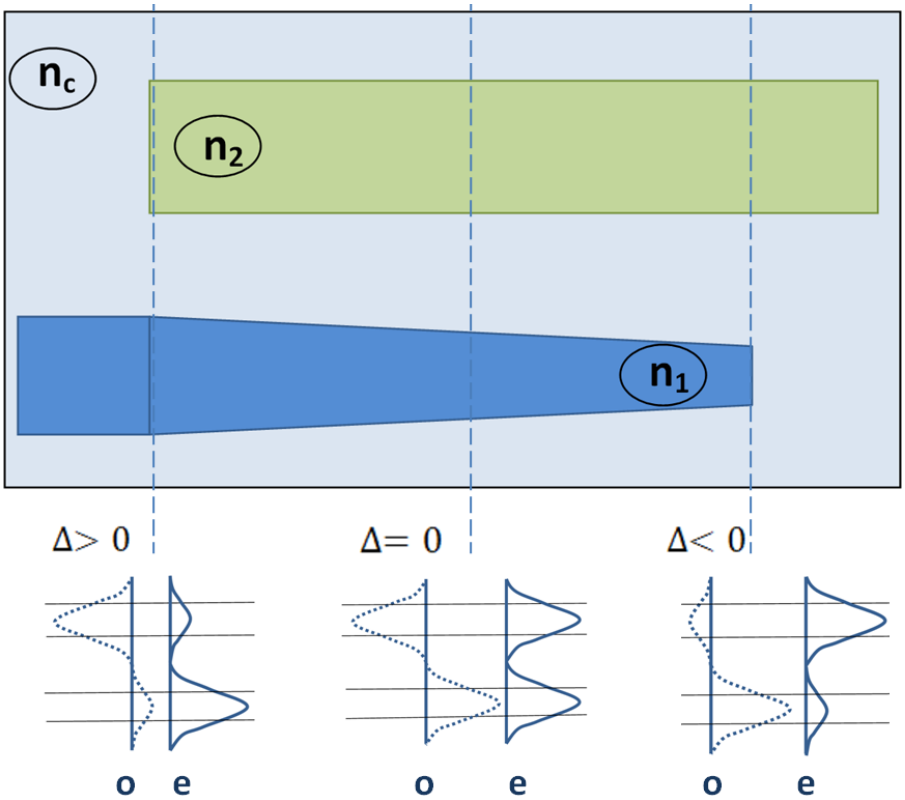


Figure 35: Schéma des super-modes pair « e » et impair « o » à l'entrée, au milieu et à la sortie des deux guides d'onde

Par la suite, pour obtenir un couplage par taper optimisé, signifiant un coupleur compact avec un fort taux de transmission (>95%), il existe dans la littérature une spéciale forme de taper: taper adiabatique.

3.1.1.3 Taper adiabatique

Un « taper » adiabatique est une structure dans laquelle la lumière reste toujours couplée sur le mode fondamental, et ne subit pas de conversion vers des modes d'ordre supérieur ou vers des modes de radiations. L'optimisation d'un couplage adiabatique est étudiée dans la bibliographie [36]. Un critère d'adiabaticité est déduit pour la conception d'un taper inverse:

$$\frac{\Delta}{\kappa} = \frac{u}{\sqrt{1-u^2}} = \tan[\arcsin(u)] \tag{20}$$

Où $u = 2\kappa\sqrt{\epsilon}(z - z_0)$ et ϵ est la fraction de puissance couplée au mode impair (la perte).

La longueur du couplage de ce « taper » est donnée par la formule $L = \frac{1}{\kappa\sqrt{\epsilon}}$. En le comparant à la longueur du couplage directionnel $L_c = \frac{\pi}{2\kappa}$, ce taper est toujours $\frac{2}{\pi\sqrt{\epsilon}}$ fois plus long que L_c. Pour que le taper permette le transfert de $T = 95\%$ du champ d'un guide à l'autre au terme de la propagation, il exige au moins d'être 2.84 fois plus long que L_c, ou 6.37 fois plus long au cas où $T = 99\%$.

Dans le cas le plus simple, on fixe la largeur du guide 1 et varie la largeur du guide 2 au long du taper. Afin d'obtenir la forme du guide 2 en fonction de la propagation, on doit premièrement simuler l'indice effectif n_2 du guide 2 en fonction du paramètre qui varie (ici la largeur du guide w_2). On obtient ainsi une fonction $w_2(n_2)$. Ensuite, $u = 2\kappa\sqrt{\epsilon}(z - z_0)$ est calculé en choisissant la valeur maximale de perte tolérée (par exemple $\epsilon = 0.05$) et en utilisant la constante de couplage κ. Puis $\gamma = \frac{u}{\sqrt{1-u^2}}$ est calculé. D'autre part, on sait que, $\gamma = \frac{\Delta}{\kappa} = \frac{(n_2-n_1).\pi}{\kappa.\lambda}$ ce qui permet de déduire la valeur de n_2 et donc, et ainsi la valeur de w_2 grâce à la formule qu'on vient de trouver au-dessus $w_2(n_2)$. Donc, à la fin on obtient $w_2(z)$, cela veut dire la forme du guide 2. Ce principe de conception est illustré sur la Figure 36.

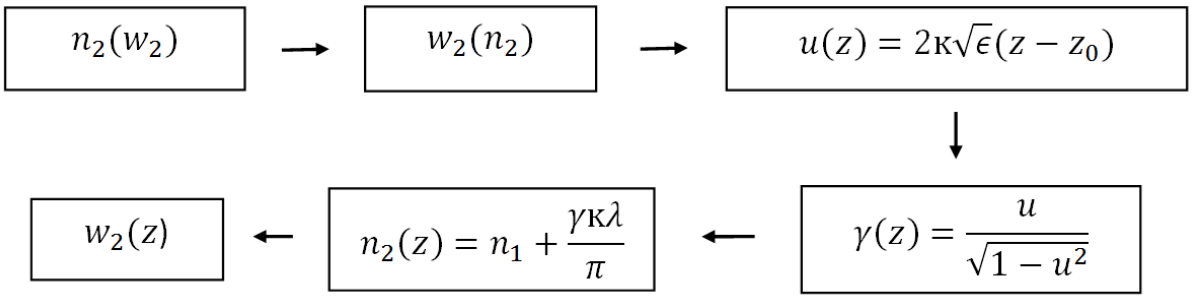


Figure 36: Des étapes calculées afin d'optimiser la structure par le critère d'adiabiticité

3.1.2 Collage de l'empilement III-V sur SOI et évaluation de la constante de couplage

Lors de la fabrication des modulateurs hybrides, l'empilement III-V sera collé sur la couche de SOI par une couche fine de polymère BCB (Benzo-cyclo-butène) et une couche de SiO_2. Le BCB dilué dans le Mésitylène, transparent autour de 1.55 µm, possède des propriétés intéressantes en termes de planéarisation et de thermoducissement [37]. La couche de SiO_2, quant à elle, nous permet de coller le

BCB sur la surface de multicouche III-V, tout en assurant la protection de la couche de BCB. En effet, lors de la suppression de la résine HSQ utilisée pour graver les cristaux photoniques dans le matériau III-V, le BCB serait attaqué en l'absence de SiO_2, et le collage ne serait plus assuré de manière optimale.

De manière pratique nous faisons le dépôt de SiO_2 sur l'échantillon III-V (sur la couche de p-InGaAsP en haut). Quant à la couche BCB, elle est déposée sur la plaque de Si. Puis la partie III-V est collée sur la partie de Si par une technique de collage en pression (Figure 37).

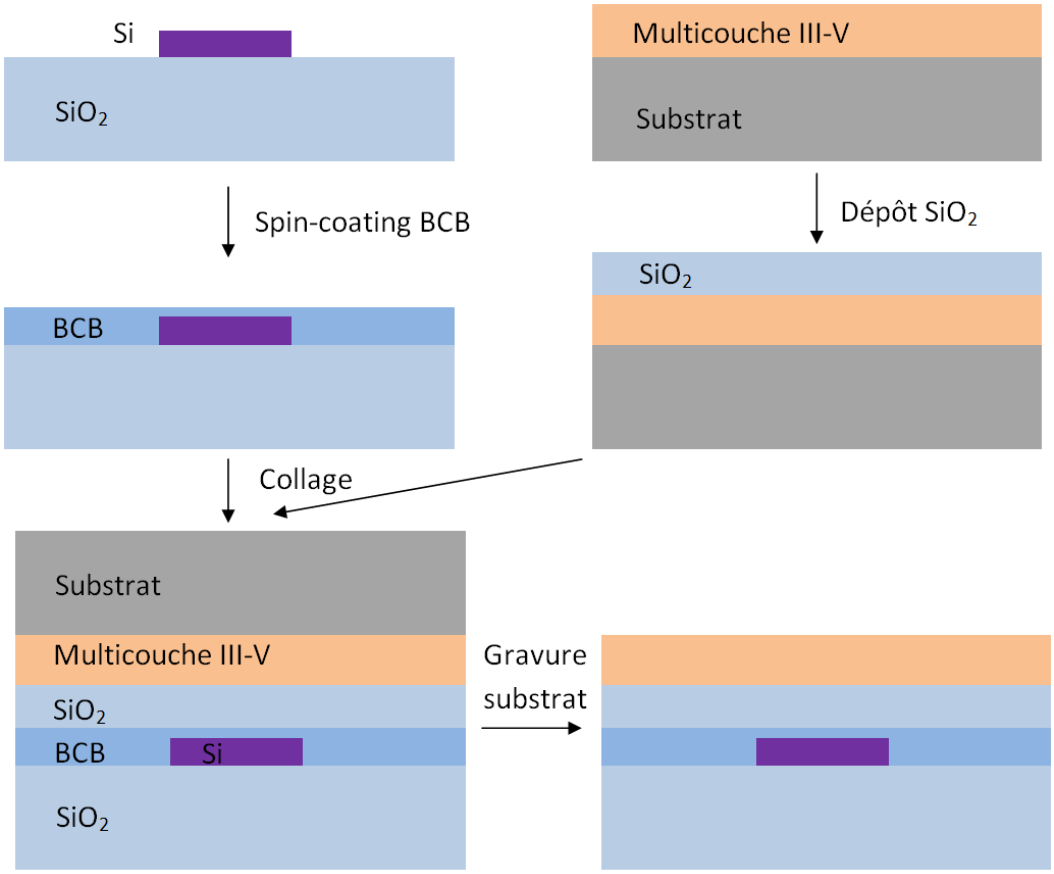


Figure 37: Collage de l'échantillon de III-V sur la plaque de SOI

Pour évaluer les performances d'un coupleur entre le guide Si et la multicouche III-V, il est nécessaire d'évaluer la constante de couplage κ entre ces guides, qui dépend fortement de l'épaisseur de la couche de collage de BCB et de SiO_2. Plus les deux guides sont proches plus κ est grande, ainsi plus la longueur de couplage L_c est petite.

Dans notre cas, l'épaisseur de la couche BCB reste toujours constante à 50 nm (on fixe toutes les conditions du spin-coating pour déposer le BCB sur la plaque de Si). La couche de SiO_2 est d'autre part modifiable après un dépôt par pulvérisation avec une vitesse de dépôt de 0.125nm/s.

Dans un premier temps nous avons calculé la constante de couplage κ dans un cas précis à l'aide du logiciel Fimmwave. Une couche de SiO_2 de 400 nm d'épaisseur est considérée. Le guide ruban SOI est de 600 nm de largeur et 220 nm d'épaisseur. Le guide ruban III-V est de 400 nm de largeur et de 450 nm d'épaisseur. Dans ce cas le taux de transmission peut être simulé en fonction de la longueur du guide

(Figure 38) et on en déduit directement de la simulation que $F = 0.524$, $L_C = 365\ \mu m$. En utilisant la formule $\kappa = \frac{\pi\sqrt{F}}{2L_C}$ on en déduit que $\kappa = 31.2\ mm^{-1}$.

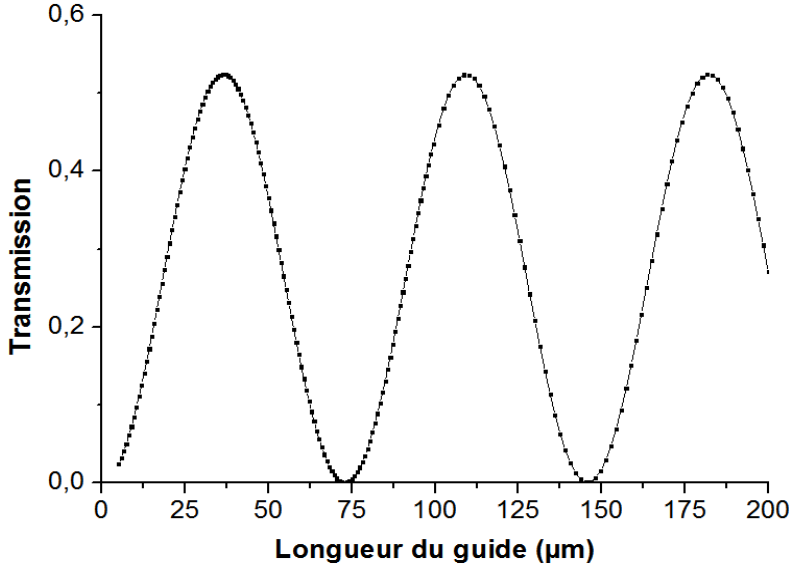


Figure 38: Echange de puissance optique entre deux guides en fonction de la longueur du guide dans le cas où la SiO_2a une épaisseur de 400 nm (calcul à l'aide du logiciel Fimmwave)

Par la même méthode, en changeant l'épaisseur de SiO_2 et en gardant celui de la couche BCB à $50\ nm$, la constante de couplage est calculée (Figure 39) en fonction de l'épaisseur de collage (correspondant à l'épaisseur totale de BCB plus SiO_2). Lorsque l'épaisseur du collage change de $400\ nm$ à $50\ nm$, la valeur de la constante de couplage augmente presque d'un facteur 30, de $30\ mm^{-1}$ jusqu'à $900\ mm^{-1}$, ce qui signifie une grande diminution de la longueur du couplage.

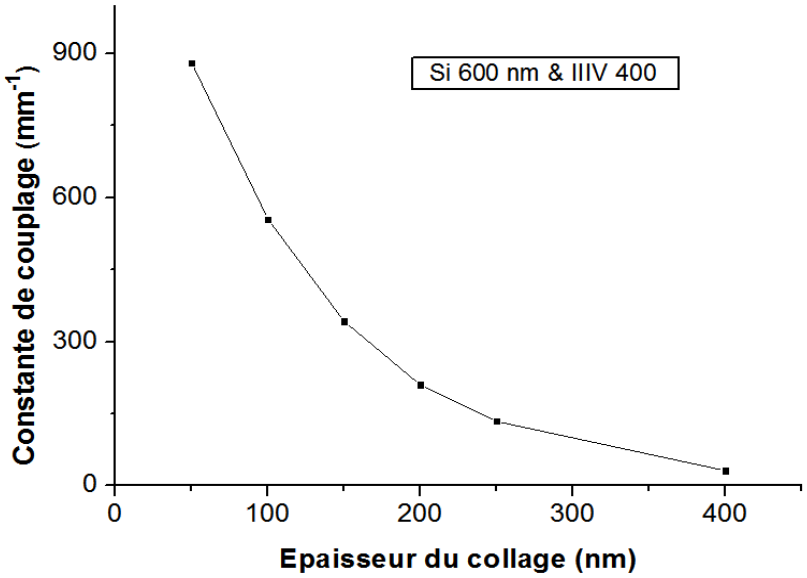


Figure 39: Constante de couplage en fonction de l'épaisseur du collage

La constante du couplage est également tracée sur la Figure 40 en fonction de la largeur du guide d'onde SOI, dans le cas où l'épaisseur de la couche collage est de $400\ nm$ (comprenant $350\ nm$ de SiO_2 et $50\ nm$ de BCB) et la largeur du guide d'onde III-V est de 400 nm. La largeur du guide d'onde SOI dans ce cas varie de $400\ nm$ à $800\ nm$. Il apparaît clairement que comme on pouvait s'y attendre, cette variation est beaucoup plus faible en fonction de la largeur de guide d'onde SOI par rapport à l'épaisseur de la couche de couplage. Et concrètement, au cas où la largeur du guide SOI varie de $550\ nm$ à $700\ nm$, la constante de couplage κ reste presque constante. C'est pourquoi dans les sections suivantes, on considérera que la constante de couplage dépend seulement de l'épaisseur du collage mais ne dépend pas de la largeur du guide d'onde (ce qui est aussi considéré dans [38]).

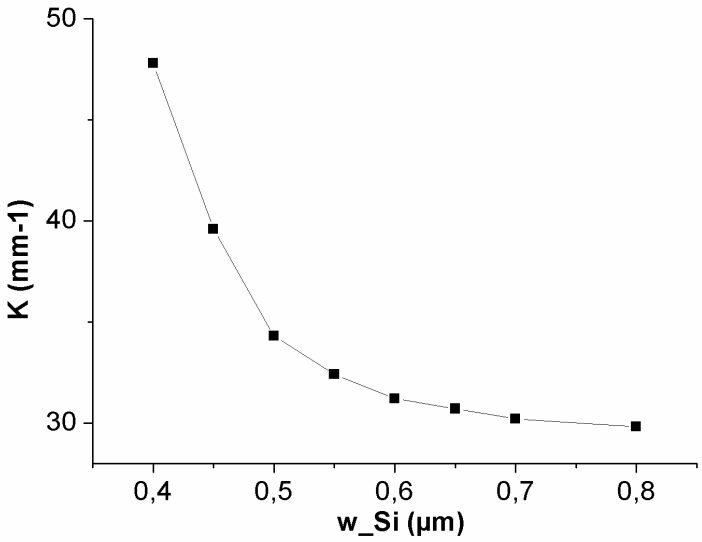


Figure 40: Constante de couplage en fonction de la largeur du guide SOI

3.1.3 Conception du coupleur

Dans cette partie, nous allons concevoir le coupleur optique entre un guide ruban SOI et un guide ruban III-V. L'objectif est de concevoir un coupleur le plus court possible, avec une grande efficience de couplage (supérieure à 95%). Le coupleur par « taper » est choisi car il présente une meilleure tolérance aux variations technologiques. La longueur minimale de ce coupleur par « taper » peut être évaluée en calculant la longueur du coupleur directionnel L_c correspondant, qui dépend fortement de la constante de couplage κ. Pour que L_c soit petite, κ doit être grande, cela veut dire que deux guides d'onde doivent être proche l'un de l'autre.

Nous avons étudié dans un premier temps un coupleur avec une épaisseur de collage est de $400\ nm$, épaisseur directement utilisable par la technologie disponible au C2N-Marcoussis. Par la suite, le cas où la couche de collage est très fine (de $50\ nm$ ou $100\ nm$ d'épaisseur) est étudié afin de profiter d'une plus grande constante de couplage. Le seul inconvénient de ce modèle est que la couche de BCB ne serait pas protégée pendant la gravure, ainsi, l'idée est d'utiliser un autre matériau: MgF_2 à la place de SiO_2. Ce matériau est beaucoup plus résistant que SiO_2. Enfin, on étudiera le cas où l'épaisseur de la couche de

collage est de $250\ nm$ ($50\ nm$ de BCB et $200\ nm$ de SiO_2) qui permet d'augmenter la constante de couplage par rapport au cas initial de $400\ nm$ tout en restant dans des épaisseurs théoriquement suffisante pour protéger la couche de BCB. Dans tous les cas, l'épaisseur du guide SOI est de $220\ nm$ et celle de la multicouche III-V est de $450\ nm$.

3.1.3.1 Multicouche de III-V collée sur le guide d'onde Si par une couche 50 nm de BCB et une couche 350 nm de SiO_2

Une couche de collage de $400\ nm$, formée de $50\ nm$ de BCB et $350\ nm$ de SiO_2 est étudiée, correspondant à la technologie de collage disponible de manière classique au C2N-Marcoussis. L'étude du coupleur directionnel basé sur cette structure permet d'évaluer la constante et longueur de couplage correspondant. Un coupleur par taper est ensuite optimisé.

3.1.3.1.1 Couplage directionnel

L'indice effectif du guide d'onde Si et du guide d'onde III-V individuellement sont reportés sur la Figure 41. Afin d'obtenir un bon couplage directionnel, il faut que les guides d'onde soient en accord de phase, cela veut dire que leurs indices effectifs doivent être égaux. Pour cela, nous décidons de choisir une largeur de $400\ nm$ pour le guide III-V, correspondant à l'indice effectif de 2.67. Le guide SOI a le même l'indice effectif pour une largeur de $620\ nm$.

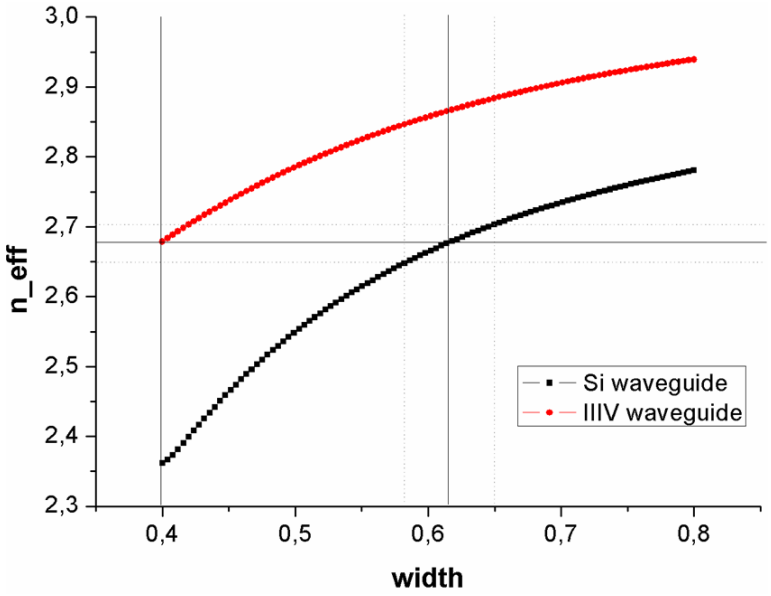


Figure 41: Indice effectif du premier mode TE du guide SOI et du guide III-V en fonction de leur largeur

Les performances du coupleur sont simulées en injectant le mode optique du guide d'onde de Si et en mesurant la transmission dans le guide III-V en fonction de la distance de propagation. La Figure 42(a) schématise le taux de transmission en fonction de L. Une longueur du couplage $L_c = 50\ \mu m$ et un taux $P = 0.983$ peuvent être déduits. Le couplage dans une structure de $50\ \mu m$ est simulé et reporté Figure 42(b).

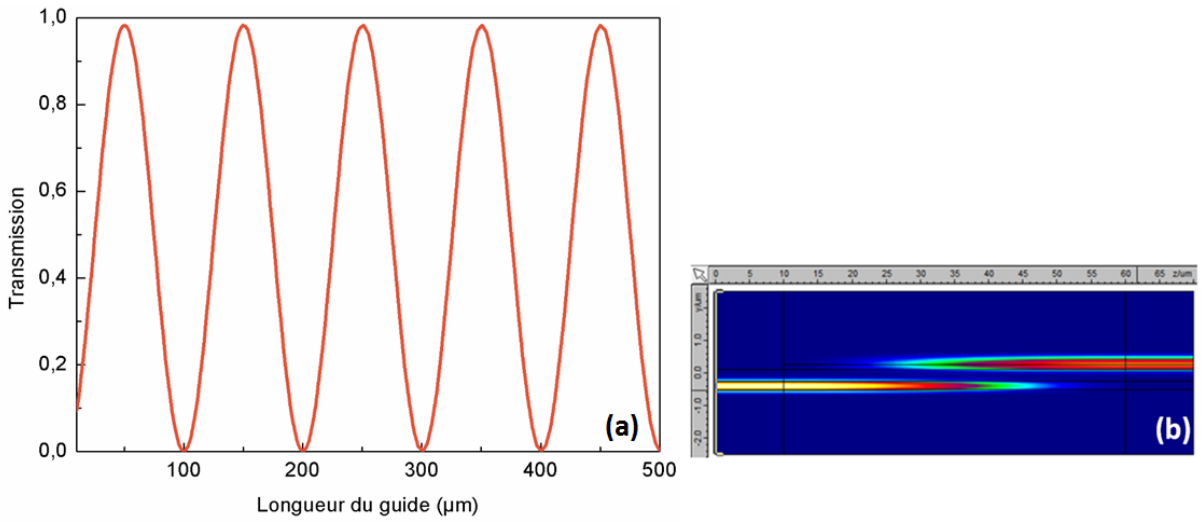


Figure 42: (a) Taux de transmission en fonction de la longueur du taper; (b) Vue latérale de la puissance optique normalisée au long du taper

Les performances de ce coupleur sont bonnes (coupleur court et efficace), mais nécessite une très bonne précision lors de la fabrication pour atteindre l'accord de phase, c'est pourquoi un coupleur par taper est conçu dans la suite.

3.1.3.1.2 Couplage par taper linéaire

Pour réaliser un coupleur peu sensible aux variations technologiques, et fonctionnant dans une large bande spectrale, nous choisissions de concevoir un coupleur par taper linéaire. [39].

D'après la **Figure 41**, nous avons choisi de fixer la largeur du guide III-V à $400\ nm$ et la largeur du guide SOI variera autour de $620\ nm$, l'idée étant que les guides d'onde soient en accord de phase à l'intérieur du taper. La **Figure 43** illustre le taux de transmission en fonction de la longueur du taper dans trois cas : le guide d'entrée SOI variant de

- $800\ nm$ à $520\ nm$
- $700\ nm$ à $560\ nm$
- $650\ nm$ à $580\ nm$

Quand on diminue la différence de largeur entre l'entrée et la sortie coupleur (de $280\ nm$ à $140\ nm$ puis $70\ nm$ de différence), on diminue aussi la longueur du taper minimale pour obtenir un bon couplage (typiquement supérieur à 90%), mais des oscillations importantes apparaissent sur les courbes. Ces oscillations s'expliquent par un effet de coupleur directionnel, qui est plus important lorsque la largeur du guide Si varie peu autour de la condition d'accord de phase ($650\ nm$ à $580\ nm$). A l'opposé, quand la largeur du guide SOI varie fortement entre l'entrée et à la sortie (de $800\ nm$ à $520\ nm$), il y a un grand changement de l'indice effectif de guide d'onde Si le long de la propagation, et dans ce cas, le couplage adiabatique est prioritaire ce qui créé de faibles oscillations.

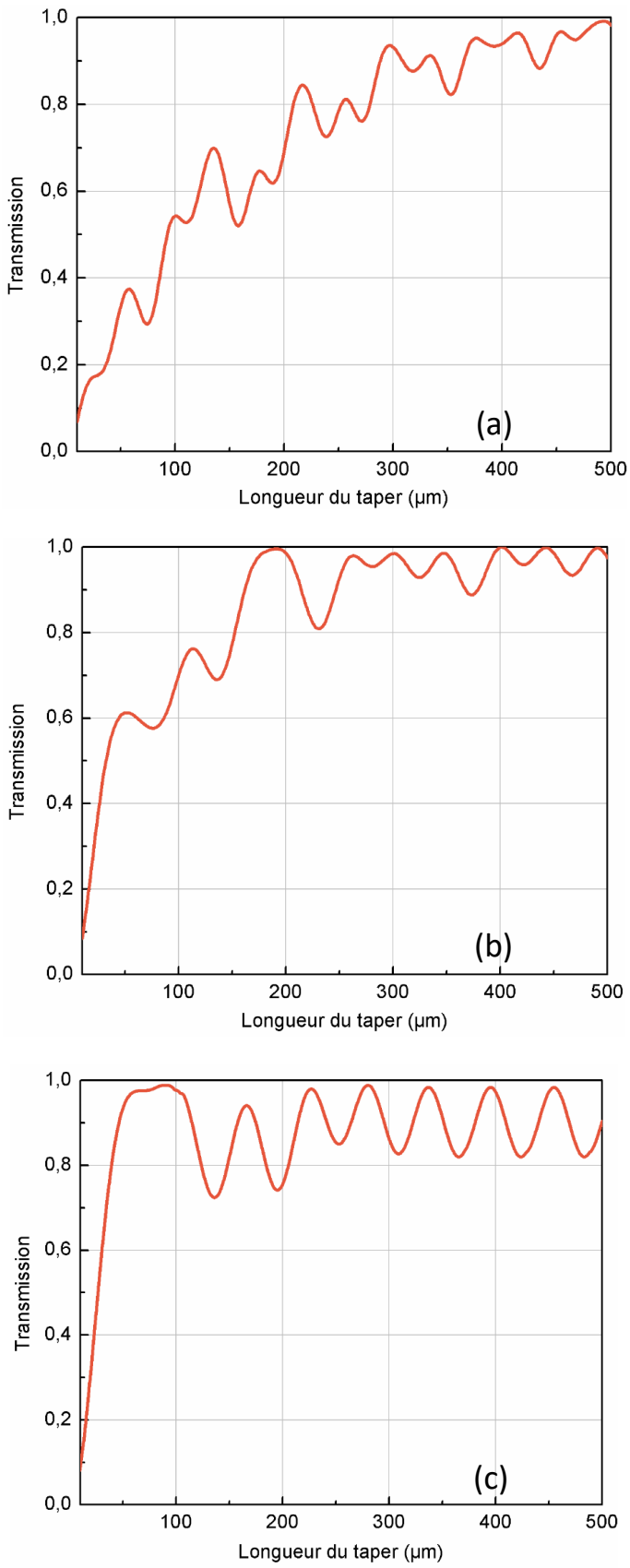


Figure 43: Taux de transmission en fonction de la longueur du taper dans les 3 cas de variation de la largeur du guide d'onde Si à l'entrée et à la sortie: de 800 nm à 520 nm, de 700 nm à560 nm, et de 650 nm à580 nm

En comparant les trois schémas, ce qui nous intéresse le plus est le dernier cas (Figure 43(c)). En effet pour un guide d'onde Si variant de $650\ nm$ à $580\ nm$ et un guide d'onde III-V de largeur $400\ nm$, on observe que pour un taper de longueur comprise entre $50\ \mu m$ et $100\ \mu m$, le taux de transfert est assez stable et est toujours plus grand que 95%. La propagation de la lumière dans le coupleur est montrée dans la Figure 44. Pour une longueur de $50\ \mu m$, un taux de transmission de 94 % est obtenu.

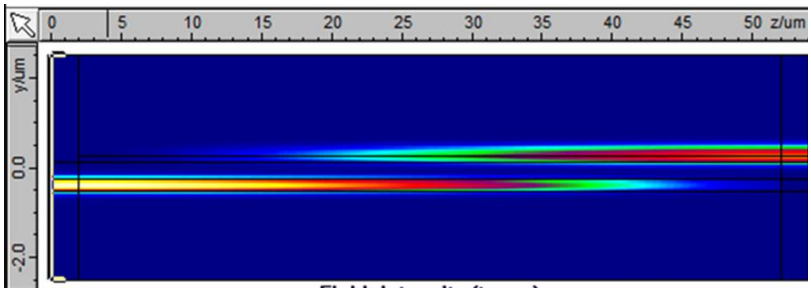


Figure 44: Vue latérale de la puissance optique normalisée au long du taper

Afin d'assurer la faisabilité technologique de cette conception, nous proposons notamment d'étudier quelques tolérances. La Figure 45 montre la transmission de couplage en fonction du désalignement entre les deux guides SOI et III-V pour un taper de $50\ \mu m$ de longueur. On voit qu'une perte de moins d'1 dB est obtenue pour un désalignement entre $-100\ nm$ et $100\ nm$. Ce qui est largement suffisant pour la tolérance d'alignement de la lithographie e-beam (dans notre lithographie, la résolution est de 5nm x 5nm).

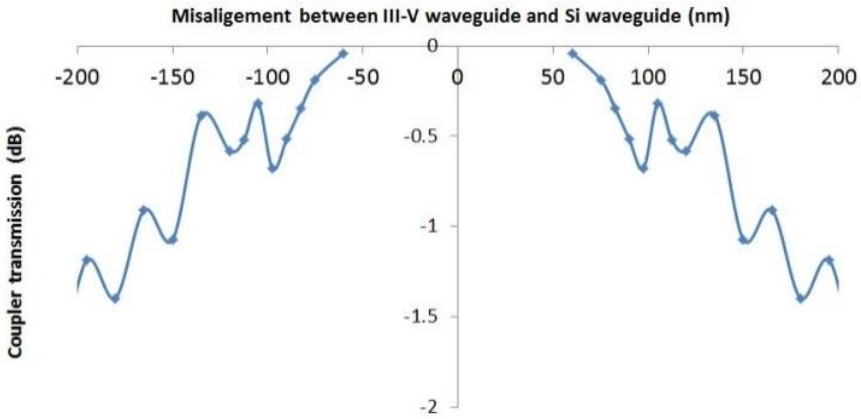


Figure 45: Taux de transmission (dB) en fonction du désalignement entre les deux guides d'onde

Quant à la tolérance par rapport à l'épaisseur de la couche de collage, la transmission de couplage en fonction de cette épaisseur est reportée Figure 46. Pour une variation d'épaisseur de $40\ nm$, des pertes inférieures à 1 dB sont obtenues. Dans notre cas, la couche de BCB est de $50\ nm$ d'épaisseur, et la couche de SiO_2 est déposée par pulvérisation avec une vitesse très lente de $0.125\ nm/s$, donc il sera possible de maitriser suffisamment l'épaisseur de cette couche.

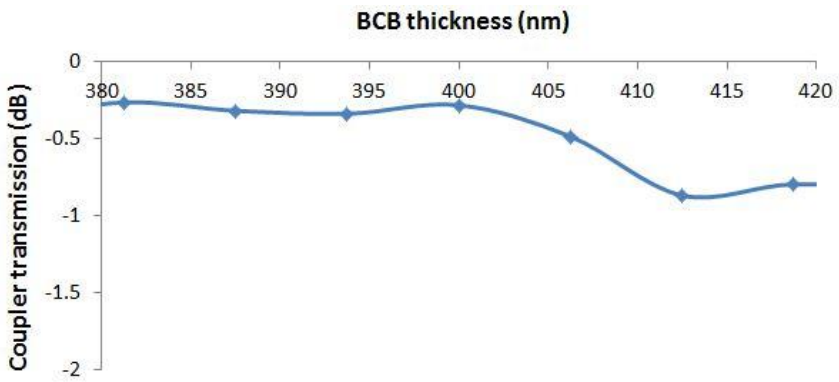


Figure 46: Taux de transmission (dB) en fonction de l'épaisseur de la couche de collage

3.1.3.2 Couche de collage très fine

Plusieurs travaux reportés dans la littérature [40-41], utilisent une couche de collage très fine. Dans ce cas, la constante de couplage est beaucoup plus grande, ce qui implique un fort couplage entre les deux guides. Par exemple, dans [40], un taux de couplage de 96% peut être obtenu en utilisant un taper de 4 µm, ce qui implique une diminution importante des pertes optiques qui viennent de la propagation de la lumière dans le guide III-V. Nous avons donc étudié théoriquement ce type de coupleur, que nous avons ensuite modifié pour l'adapter à notre technologie de collage.

Dans un premier temps, nous étudions donc le cas où il n'y a pas de couche de SiO_2 et seule une couche de BCB de 50 nm d'épaisseur entre les deux guides d'onde est considérée. La constante de couplage est $\kappa = 880\ mm^{-1}$, presque 30 fois plus grande que dans le cas précédent. On peut donc réduire la longueur du taper à quelques microns. En utilisant le critère d'adiabaticité ainsi que des simulations de propagation optique dans le taper, une structure a été optimisée. Un taux de transmission de 96% est obtenu pour un taper de 2.5 µm de long, dans le cas où la largeur du guide SOI varie de 0.7 µm à 0.15 µm et la largeur du guide III-V varie de 0.15 µm à 0.5 µm. Le couplage optique dans cette structure est illustré dans la **Figure 47**.

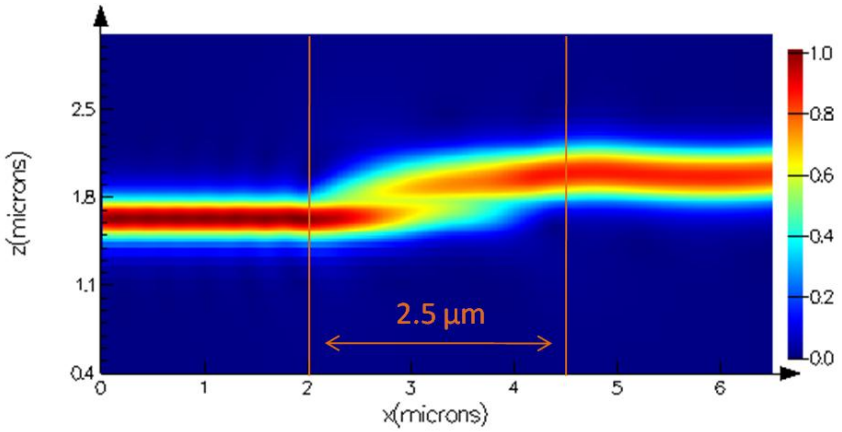


Figure 47: Vue latérale de la puissance optique normalisée au long du taper pour une couche de collage de 50 nm d'épaisseur et de 2.5 µm du taper

Sans la couche de SiO_2, nous n'avons donc besoin que de 2.5 µm de taper pour un couplage très efficace entre les deux guides d'onde SOI et III-V, ce qui réduit énormément les pertes par absorption dans la

couche active de III-V. Cependant il est nécessaire d'avoir une couche intermédiaire pour protéger le BCB lors de la suppression de la résine HSQ utilisée lors de la gravure des Cristaux photoniques dans la multicouche III-V. C'était le rôle de la couche de SiO_2 de 350 nm considérée initialement.

Cependant un matériau alternatif peut être utilisé à cet effet, il s'agit du fluorure de magnésium (MgF_2). Ce matériau présente des propriétés intéressantes grâce à son faible indice de réfraction $n = 1.37$ et à sa grande bande de transmission de 0.11 µm à 7.5 µm [42-43]. D'autre part, le MgF_2 n'est pas attaqué par l'acide fluorhydrique (HF) ni par la gravure ionique réactive (RIE de SF_6 et CHF_3) que l'on utilise pour graver la résine HSQ. Ainsi une épaisseur de 50 nm de MgF_2 est largement suffisante pour protéger la couche de BCB en-dessous. Ainsi il est possible de diminuer au maximum la distance entre le guide d'onde Si et le guide d'onde III-V, en utilisant une couche de BCB de 50 nm d'épaisseur, puis une couche de 10 nm de SiO_2 et 50 nm de MgF_2. La couche de SiO_2est nécessaire pour assurer l'adhésion du MgF_2 sur la couche de BCB. Dans ce cas, une constante de couplage de l'ordre de 500 mm^{-1} est obtenue.

Après optimisation de la longueur du taper du couplage entre des guides SOI et III-V (Figure 48(a)), nous obtenons une structure optimisée de longueur 4 µm. La largeur du guide de Si varie de 0.65 µm à 0.15 µm, celle du guide de III-V varie de 0.15 à 0.5 µm, et le taux de transmission est de 92%. La propagation de la lumière dans les deux guides est représentée dans la Figure 48(b), celle-ci montre une structure hybride bien compacte avec un couplage efficace de la lumière entre la partie active et la partie passive du modulateur.

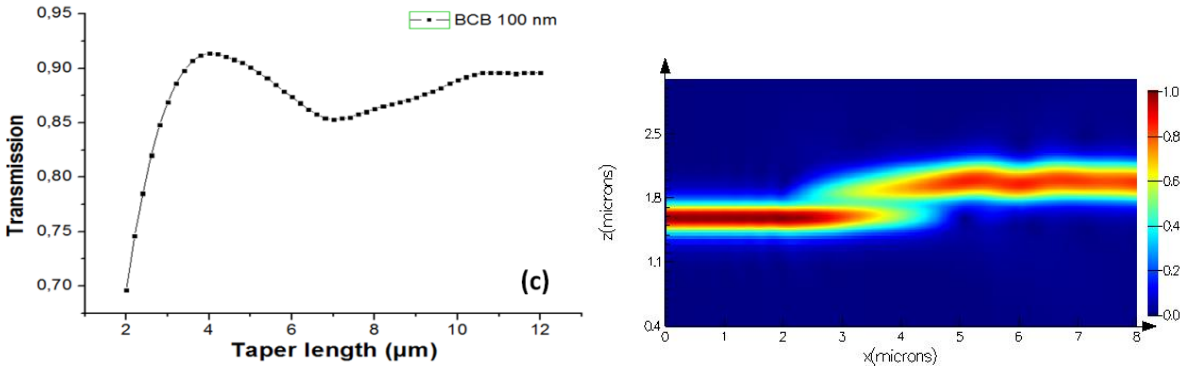


Figure 48: (a) Taux de transmission en fonction de la longueur du taper pour une couche de couplage de 110 nm (50 nm de BCB, 10 nm de SiO_2 et 50 nm de MgF_2), et (b) Vue latérale de la puissance optique normalisée au long du taper pour une longueur de taper de 4µm

L'utilisation de nouveaux matériaux pour le collage ouvre donc des perspectives très intéressantes pour la réalisation de coupleurs efficaces, cependant cela nécessite des développements technologiques importants. C'est pourquoi en parallèle avec ces études il apparait intéressant d'évaluer les performances optimales de la technologie déjà disponible au C2N-Marcoussis, à savoir l'utilisation de BCB+ SiO_2 pour le collage.

3.1.3.3 Couche de BCB de 50 nm et 200 nm de SiO2

Notre objectif est de minimiser l'épaisseur de la couche de collage tout en restant sur une technologie qui existe déjà au C2N-Marcoussis [44]. Nous avons pu estimer qu'une amélioration de plusieurs paramètres

technologiques devrait permettre de réduire l'épaisseur de SiO_2 à $200\ nm$ tout en continuant à protéger efficacement la couche BCB lors des étapes ultérieures. Nous allons donc à présent estimer les performances d'un coupleur basé sur cette couche de collage.

3.1.3.3.1 Taper linéaire

Pour optimiser le taper linéaire basé sur une couche de collage comportant $50\ nm$ de BCB et $200\ nm$ de SiO_2, nous avons calculé les indices effectifs des modes séparés mais aussi des supermodes pair (bleu) et impair (vert) de la structure couplée, en fonction de la largeur du guide SOI (Figure 49). La largeur du guide III-V est de $400\ nm$.

C'est la courbe bleue (correspondant au mode fondamental) que l'on suit quand on fait le couplage. Nous observons bien que cette courbe présente un « splitting » avec un confinement de la lumière qui passe du guide d'onde III-V au guide d'onde SOI quand on augmente la largeur du guide SOI. Pour une largeur de 300 nm, l'indice effectif du guide SOI est plus petit que celui du guide d'onde III-V, la plupart de la lumière est confinée dans le guide d'onde III-V. Vers $620\ nm$, l'indice effectif du guide de Si est augmenté et devient proche de celui du guide III-V. Ainsi, il y a une répartition des champs dans ces deux guides. A la fin, quand la largeur du guide SOI atteint $1\ \mu m$, l'indice effectif de ce guide devient plus grand et donc la plupart de la lumière est confinée dans le guide d'onde SOI.

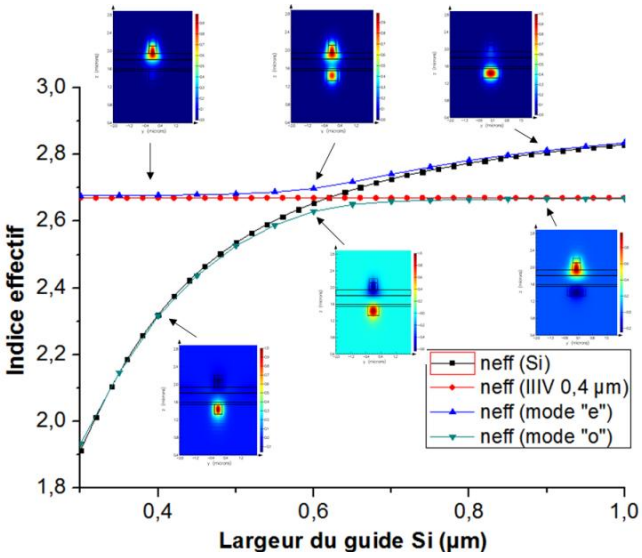


Figure 49: Courbe de dispersion des modes « pair » et « impair » du système couplé, et profils de champs des super-modes correspondant (polarisation TE). Les courbes en noir et en rouge correspondent aux courbes de dispersion des modes des guides séparés en l'absence de couplage

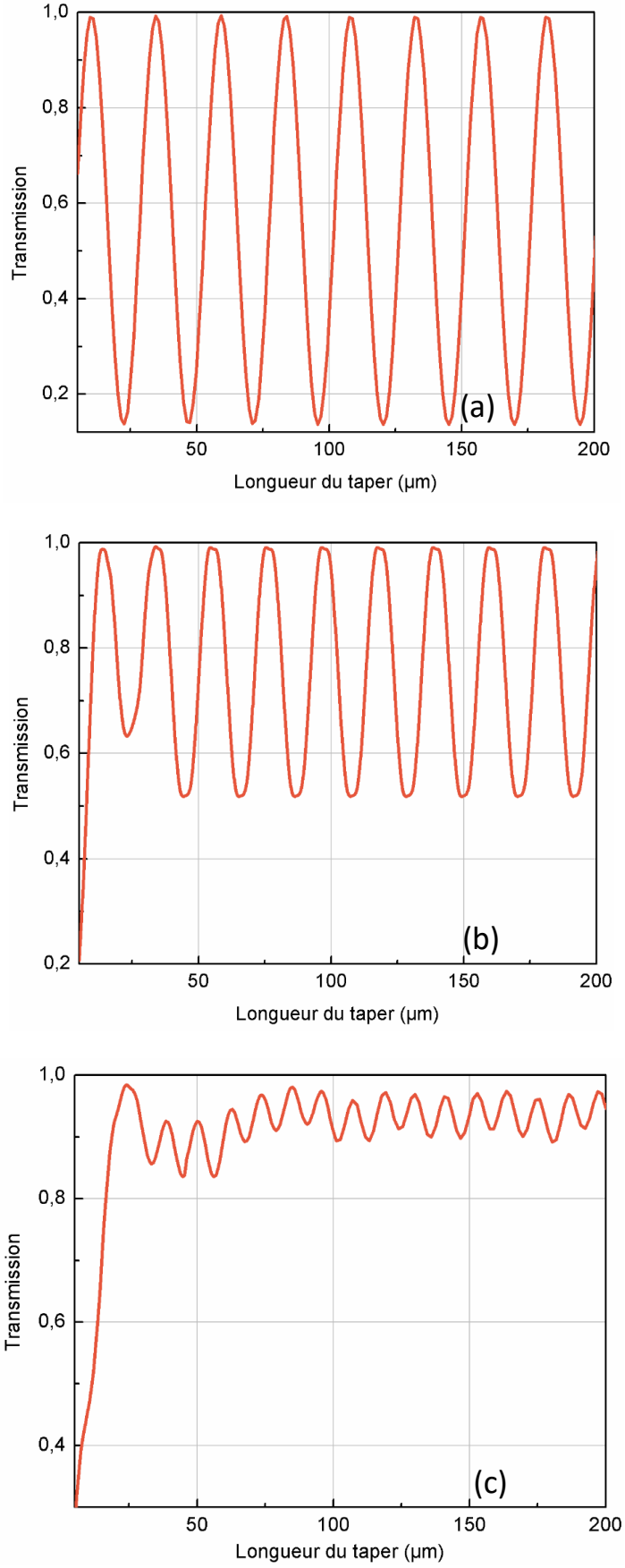


Figure 50: Taux de transmission de différentes largeurs du guide SOI : (a) de 650 nm à 600 nm, (b) de 700 nm à 550 nm, et (c) de 800 nm à 400 nm

La Figure 50 illustre le taux de transmission pour un guide III-V de 400 nm, et en fonction de la longueur du taper dans trois cas : le guide d'entrée SOI variant de

- 650 nm à 600 nm
- 700 nm à 550 nm
- 800 nm à 400 nm

Comme précédemment on voit bien que plus l'intervalle est grand, plus le taper doit être long mais en même temps les oscillations diminuent. Cela correspond bien à la compétition entre couplage adiabatique et couplage directionnel, qui a été discuté auparavant. La Figure 50(c) montre une structure intéressante avec un couplage efficace et un taper assez court.

Plusieurs améliorations ont été ensuite testées pour augmenter les tolérances technologiques, en utilisant un taper adiabatique.

3.1.3.3.2 Taper adiabatique

Un taper adiabatique a été conçu et ses performances optimisées, pour pouvoir être comparées avec le taper linéaire précédent. Pour cela nous utilisons le critère d'adiabaticité présenté précédemment (équation 19).

Premièrement, nous avons simulé l'indice effectif du guide SOI $neff_{Si}$ en fonction de la largeur du guide w_{Si}. Par la suite, on a fixé une fonction $w_{Si}(neff_{Si})$ comme représenté Figure 51(a).

Après des calculs du critère adiabatique, nous avons finalement obtenu la forme du taper du guide SOI $w_{Si}(z)$, représenté Figure 51(b). Des simulations FDTD Lumerical montrent la propagation de la lumière pour ce taper optimisé de 31.4 µm de longueur dans la Figure 51(c) et le taux de transmission est de 94.7% (Figure 51(d)), il correspond bien à la valeur de perte que l'on a choisie $\epsilon = 0.05$. On obtient ainsi un modèle très intéressant avec un taper assez court et un couplage efficace très stable en fonction de la longueur d'onde.

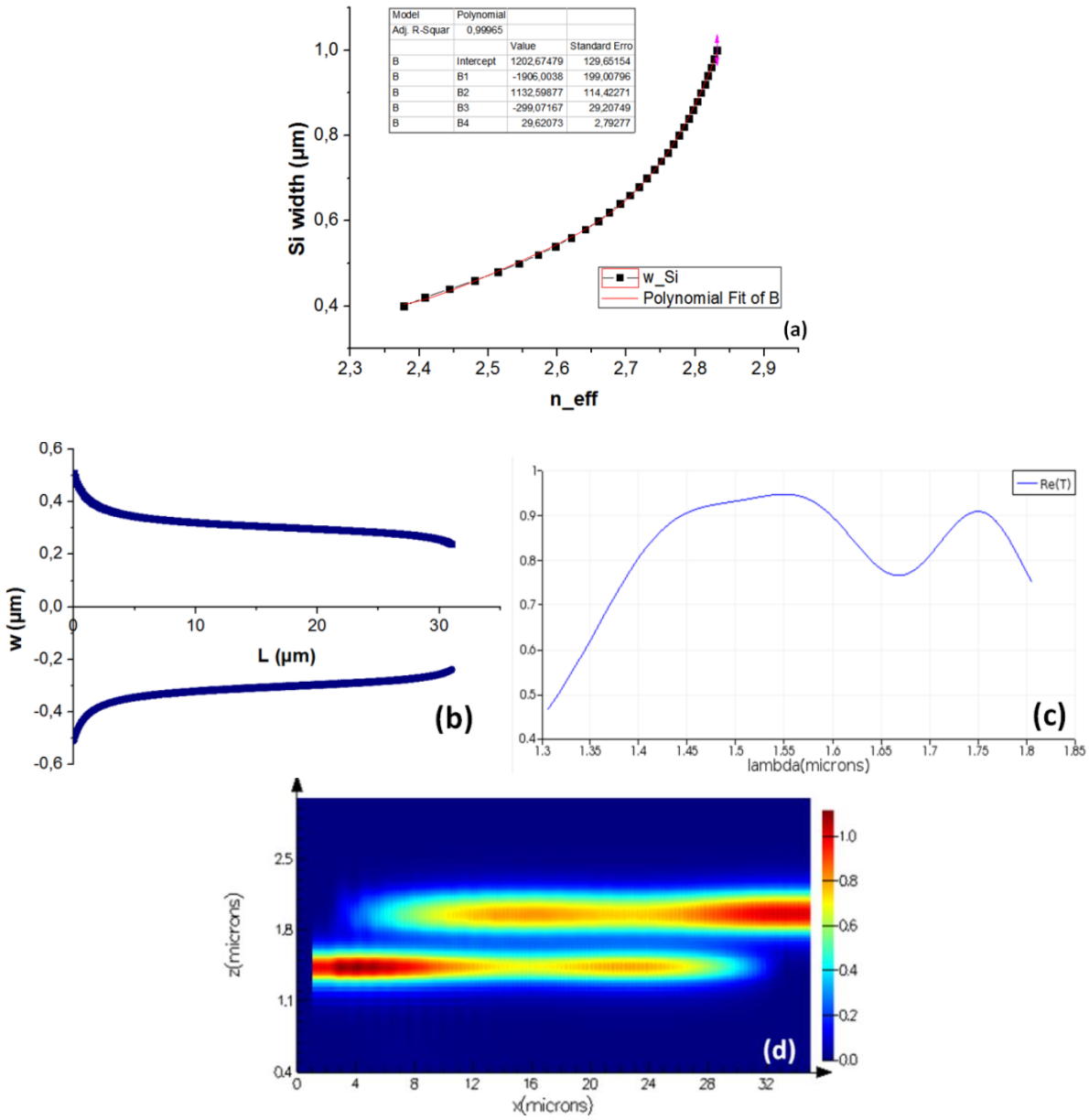


Figure 51: (a) Largeur du guide d'onde SOI en fonction de son indice effectif ; (b) Largeur du guide d'onde SOI en fonction de la longueur du taper ; (c) Taux de transmission en fonction de la longueur d'onde ; et (d) Vue latérale de la puissance optique normalisée au long du taper

3.1.4 Conclusion

Dans cette section, nous avons vu des modèles mathématiques pour décrire le couplage entre les deux guides d'onde à partir des modes propres des guides séparés et aussi à partir des super-modes du système couplé. Après avoir introduit la technique de collage d'empilement III-V sur SOI et en s'appuyant sur la dépendance de la constante de couplage en fonction de l'épaisseur de la couche de collage, nous avons étudié nos systèmes dans le détail pour différentes couches de collage: 50 nm de BCB et 350 nm de SiO_2 ; 50 nm de BCB, 10 nm de SiO_2, et 50 nm de MgF_2 ; 50 nm de BCB et 200 nm de SiO_2 (**Tableau 4**).

Par la suite, deux conceptions ont été choisies pour fabriquer le modulateur : 50 nm de BCB et 350 nm de SiO_2 qui correspond à la technologie existante au LPN, et 50 nm de BCB 10 nm de SiO_2 et 50 nm de MgF_2 afin d'essayer d'optimiser les performances du modulateur. Dans les parties suivantes, des simulations sont faites pour le cas de 50 nm de BCB et 350 nm de SiO_2.

Tableau 4: Coupleurs optimisés pour les différentes couches de collage

	50 nm BCB +10 nm de SiO2 + 50 nm MGF_2	50 nm BCB + 200 nm SiO_2	50 nm BCB + 350 nm SiO_2
Longueur du taper (µm)	4	31.4	50
Guide de Si (µm)	0.65 à 0.15	1.16 à 0.48	0.56 à 0.65
Guide de III-V (µm)	0.15 à 0.5	0.4	0.4
Forme du taper	Linéaire	Critère adiabaticité	Linéaire
Taux de couplage	0.92	0.95	0.94

3.2 Couplage de la lumière du guide ruban III-V vers le guide à cristaux photoniques à onde lente

Suite au couplage optique du guide SOI vers l'hétérostructure III-V, il est ensuite nécessaire de transférer efficacement la lumière du guide ruban III-V vers l'onde lente du cristal photonique. La lumière se propage dans le guide ruban de III-V avec un indice de groupe autour de 3-4. Quand elle passe dans la région de cristal photonique, l'indice de groupe augmente énormément vers 20-100. Ainsi sans précaution particulière il y aura des pertes optiques par réflexion de la lumière à l'interface. En détail, la coefficient de réflexion à l'interface entre 2 guides est calculé par la formule $R = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1}$. Si $n_1 = 3.5$ et $n_2 = 50$, on déduit $R = 0.87$ cela veut dire qu'il y a au moins une perte par la réflexion de 87% de la lumière guidée.

Pour diminuer ces pertes optiques, nous ajoutons une région d'adaptation (« taper ») qui permet d'adapter progressivement la valeur de l'indice de groupe. Pour ceci, nous pouvons faire varier plusieurs paramètres : le rayon de trou r [45], la position des trous s_1 ou s_2 pour chaque rangé [46], ou le paramètre de maille du cristal photonique a [47]. Nous avons choisi de faire l'adaptateur de mode en utilisant des décalages de la position des trous, car c'est le paramètre qui peut être changé le plus précisément de manière pratique, comme expliqué précédemment. D'après la **Figure 30**(d), le décalage s_2 de la deuxième rangée par rapport au réseau idéal diminue la bande passante de mode lent. C'est pourquoi nous avons plutôt choisi d'utiliser une déviation $s_1$de la position des trous de la première rangée, sans aucune étape technologie supplémentaire (**Figure 52**).

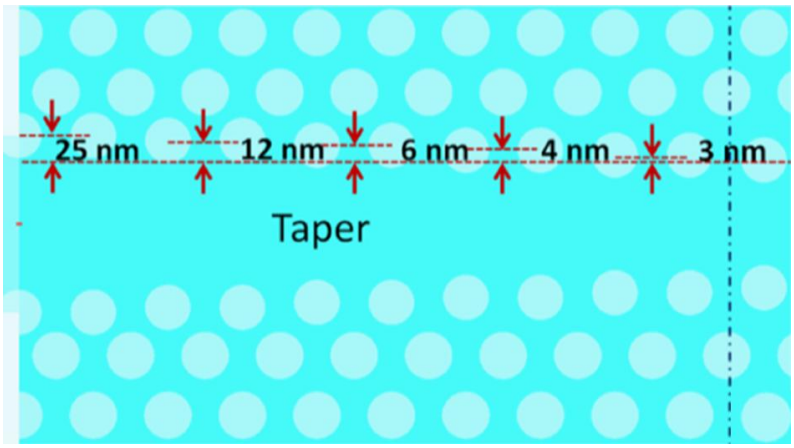


Figure 52: Adaptateur de mode entre le guide ruban III-V et le guide à onde lente, permettant une adaptation progressive de l'indice de groupe entre le guide ruban et le mode lent

Les courbes de dispersion pour s_1 variant de 25 nm à 0 sont présentées sur la Figure 53, montrant l'évolution des bandes le long de l'adaptateur de mode. Nous notons ici qu'à la fréquence normalisée de 0.241, des courbes sont bien en-dessous du cône de lumière, ce qui assure le confinement de la lumière dans la membrane active. Dans la structure optimisée, la première rangée de trous est déviée du réseau de 25, 12, 6, 4 et 3 nm comme le montre la Figure 52. Grâce à cette structure, la lumière est transférée efficacement du guide ruban vers le guide à cristal photonique à la fréquence normalisée de 0.241. En effet, à l'entrée de l'adaptateur de mode ($s_1 = 25\ nm$), la lumière est transférée du guide ruban de III-V vers un mode à faible indice de groupe du cristal photonique (l'indice de groupe est de l'ordre de 3-4). La lumière est ensuite convertie vers le mode lent pas à pas, jusqu'à $s_1 = 0$ (correspondant à la structure de cristal photonique optimisée pour l'onde lente).

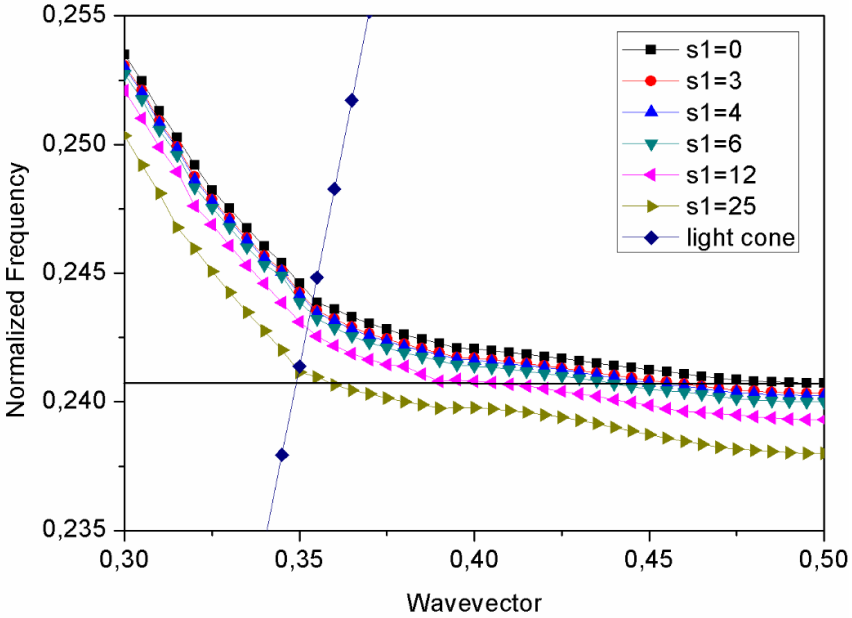


Figure 53: Diagramme de bande de différentes valeurs de s1 (varie de 0 à 25 nm)

En combinant le couplage du guide ruban SOI ver le guide ruban de III-V et le couplage du guide ruban vers le guide d'onde lente dans la couche active ainsi que l'interaction de la lumière et le matériau active

dans la structure de cristaux photoniques, la Figure 54 montre une vue latérale du notre structure complète. La lumière est injectée par un guide ruban de SOI, transféré vers le guide ruban de III-V par un couplage adiabatique, et puis entre dans la région de cristal photonique par l'adaptateur de mode spécifique. Cette région est de 18.75 µm de long, incluant 7.5 µm pour les 2 adaptateurs de mode et 11.25 µm de région à « onde lente » à la longueur d'onde de 1.55 µm. Cette longueur de région active a été déterminée par une optimisation des performances du modulateur (compromis entre le taux d'extinction/pertes optique), qui sera détaillée dans la partie suivante.

Dans la région de cristal photonique, la plus grande intensité du champ est due au couplage sur le mode lent En prenant en compte l'absorption de la lumière par les deux couches dopées p-InGaAsP et n-InP dans l'empilement de semi-conducteur III-V, on obtient un taux de transmission $T = 0.45$ ce qui correspondant à des pertes d'insertion $IL = 3.5$ dB.

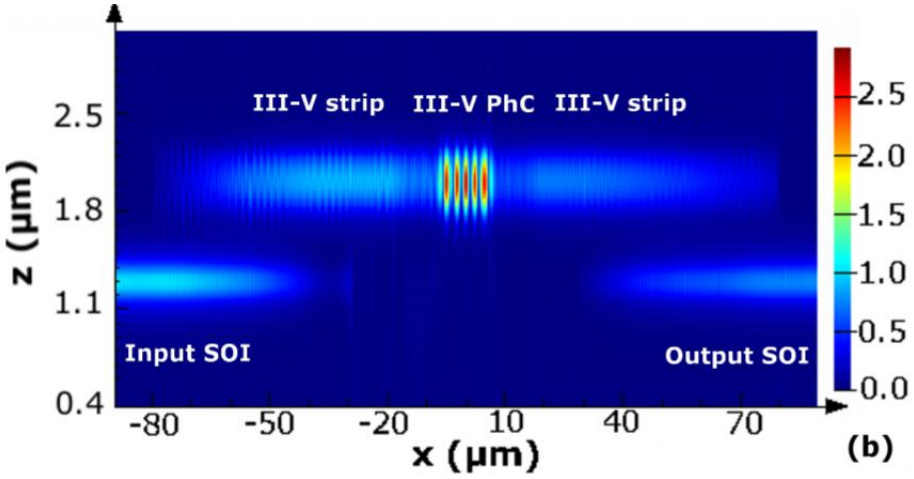


Figure 54: Vue latérale du couplage de la lumière entre le guide ruban de SOI et le guide de cristal photonique de III-V

4 Performance du modulateur à électro-absorption

4.1 Performance optique

Les performances optiques du modulateur hybride sont évaluées en termes de taux d'extinction (ER) et pertes d'insertion (IL), qui sont calculées par des simulations 3D-FDTD. L'électro-absorption est modélisée en supposant une variation du coefficient d'absorption dans la région des puits quantiques (MQW) de 0 à 165 cm^{-1}. Des simulations sont effectuées de l'entrée à la sortie du guide d'onde SOI, cela signifie qu'on prend en compte les pertes du coupleur Si vers le III-V, de l'adaptateur de mode ruban III-V vers l'onde lente, et les pertes par absorption dans les matériaux III-V (dues au dopage et à l'absorption inter-bande). Les indices de réfraction et les coefficients d'absorption utilisés dans le calcul sont présentés dans le Tableau 5. Le taux d'extinction et les pertes d'insertion sont calculés par des formules :

$$ER = 10\log_{10}(\frac{I_{max}}{I_{min}}) = 10\log_{10}(\frac{P_0}{P_{165}}) \quad (23)$$

$$IL = 10\log_{10}\left(\frac{I_{max}}{I_0}\right) = 10\log_{10}(P_0) \quad (24)$$

Où P_0 et P_{165} sont le taux de transmission quand le coefficient d'absorption dans la région de puits quantique est 0 et 165 cm^{-1} respectivement.

Tableau 5: Indices de réfraction (n) et coefficients d'absorption (α) pour les différentes couches

Region	n	$\alpha\ (cm^{-1})$
Si	3.56	0
BCB	1.57	0
p-doped InGaAsP	3.33	30
n-doped InP	3.16	9
InGaAsP quantum well region	3.4	0 @on-state 165 @off-state

Le taux d'extinction (ER) et les pertes d'insertion (IL) sont calculés en fonction de la longueur d'onde pour une région active à cristal photonique de 18.75 µm de long, dont 7.5 µm pour les deux adaptateurs de mode et 11.25 µm de région d'onde lente (Figure 55). L'amélioration du taux d'extinction grâce au mode lent est clairement visible dans cette figure. Il passe de 5 dB à 20 dB pour des longueurs d'onde entre 1548 nm et 1559 nm, correspondant à l'augmentation de l'indice de groupe de 30 à plus de 100.

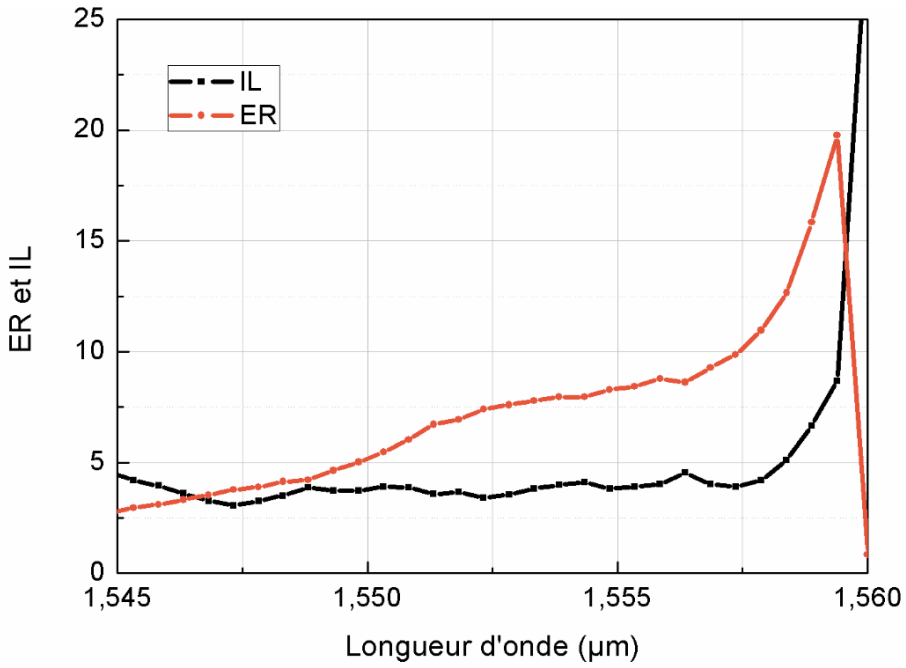


Figure 55: Taux d'extinction (ER) et perte d'insertion (IL) en fonction de la longueur d'onde pour un guide à cristal photonique de 18.75 µm de long

Il est intéressant de noter que pour des pertes (IL) inférieures à 5 dB, un taux d'extinction supérieur à 6 dB est obtenu pour une largeur spectrale de 9 nm entre 1549 nm et 1558 nm. Les pertes relativement plates en fonction de la longueur d'onde jusqu'à 1558 nm démontrent que les pertes optiques ne sont pas dues au couplage de la lumière dans le mode lent, mais principalement aux coupleurs, aux couches dopées et à

la réduction de largeur du guide d'ondes à cristal photonique à seulement trois rangées de trous de chaque côté pour mettre les contacts électriques à proximité du mode optique.

4.2 Rapidité du modulateur

La modulation par électroabsorption est obtenue en polarisant en inverse la diode de la région active. Un circuit équivalent du modulateur est défini afin d'évaluer la bande passante électro-optique du modulateur. Celle-ci est limitée par le temps nécessaire pour appliquer le champ électrique à la partie centrale du guide d'ondes cristal photonique, où la plupart de la lumière se propage.

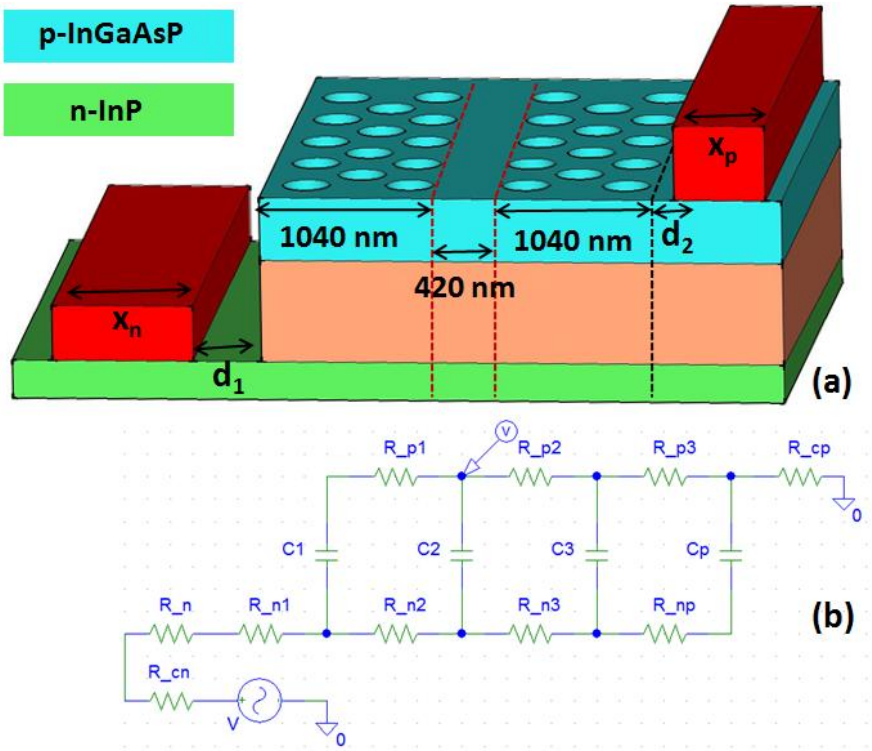


Figure 56: (a) Vue de guide d'onde cristal photonique W1 modifié, et (b) circuit électrique équivalent du modulateur

La structure est ainsi divisée en quatre sections: une partie centrale de 420 nm où la plupart de la lumière se propage, deux parties latérales de 1.04 µm correspondant aux trois rangées de trous de chaque côté du guide d'onde W1, et une section supplémentaire nécessaire pour le contact p, comme le montre dans la Figure 56(a). Le circuit équivalent du modulateur correspondant est représenté sur la Figure 56(b). C_1, C_2, C_3 sont les capacités des trois sections principales de cristaux photoniques, tandis que C_p est la capacité de la section dessous le contact p. Elles sont calculées en utilisant un modèle de condensateur plan, en tenant compte d'une région intrinsèque 200 nm d'épaisseur d'InGaAsP. R_{n1}, R_{n2}, R_{n3} et R_{np} sont les résistances de la couche de contact n-InP entre les différentes sections du modulateur tandis que R_{p1}, R_{p2} et R_{p3} sont les résistances de la couche p-InGaAsP entre les différentes sections. R_{pc} et R_{nc} sont les résistances de contact entre des contacts métalliques et des couches semi-conducteurs qui dépendent des largeurs de contact x_p et x_n. R_n est la résistance dans la couche dopée n entre le contact métallique et la mesa III-V, qui dépendent de x_n et d_1, la distance entre le bord de cristal photonique et le contact

électrique n. En tenant compte des contraintes technologiques, les valeurs de $d_1 = 300\,nm$ et $d_2 = 100\,nm$ sont utilisés dans les calculs.

Les valeurs des résistances et des capacités sont calculées pour le modulateur de 18.75 µm de long en tenant compte des régions de semi-conducteur et de l'air dans les trous. En rentrant plus dans le détail, des mobilités d'électron et de trou dans les couches semi-conducteur dopées p et n de 2.10^{18} cm^{-3} sont calculées par ces formules ci-dessous [48]:

$$\mu_n = \frac{5000}{1 + \left(\frac{n}{10^{17}}\right)^{1/2}} = 914\ cm^2 V^{-1} s^{-1} \tag{25}$$

$$\mu_p = \frac{150}{1 + \left(\frac{p}{2.10^{18}}\right)^{1/2}} = 75\ cm^2 V^{-1} s^{-1} \tag{26}$$

Ainsi nous trouvons facilement des résistivités de ces couches dopées :

$$\rho_n = \frac{1}{qn\mu_n} = 0.0034\ \Omega cm^2 \tag{27}$$

$$\rho_p = \frac{1}{qp\mu_p} = 0.042\ \Omega cm^2 \tag{28}$$

A partir de ces valeurs de la résistivité, nous déduisons les valeurs des résistances des couches dopées, et des capacités du circuit équivalent du modulateur comme reporté dans le **Tableau 6**.

Tableau 6: Valeurs des différentes résistances et capacités formant le circuit équivalent du modulateur de 18,75 µm de long

$n\ (cm^{-1})$	2.10^{18}	$p\ (cm^{-1})$	2.10^{18}	ε_R	10
$\rho_n (\Omega cm)$	0.0034	$\rho_p (\Omega cm)$	0.042	$C_1 = C_3 (fF)$	6.81
$R_{n1} (\Omega)$	14.06	$R_{p1} = R_{p2} (\Omega)$	170	$C_2 (fF)$	4 .1
$R_{n2} = R_{n3} (\Omega)$	17.87	$R_{p3} (\Omega)$	133.29 +86.15($2d_2+x_p$)	$C_p (fF)$	9.76($2d_2+x_p$)
$R_n (\Omega)$	9.1($2d_1+x_n$)	$R_{cp} (\Omega)$	53.5/x_p		
$R_{cn} (\Omega)$	266/x_n				

Quant aux résistances de contact R_{pc} et R_{nc}, ces valeurs dépendent fortement du type de contact ainsi que la technologie de dépôt des métaux. Les contacts électriques choisis sont Ti/Pt/Au sur InP dopé n et Pd/Au/Zn/Au/Ti/Pt/Au sur InGaAsP dopé p. Nous utilisons des valeurs de résistivités de contact qui sont mesurés par la méthode TLM (Transmission Line Measurement) au C2N-Marcoussis [49]. La méthode TLM consiste à mesurer la résistance entre différents contacts déposés sur la couche semi-conductrice dont la distance de séparation varie. La résistance mesurée est par la suite tracée en fonction de distance (**Figure 57**).

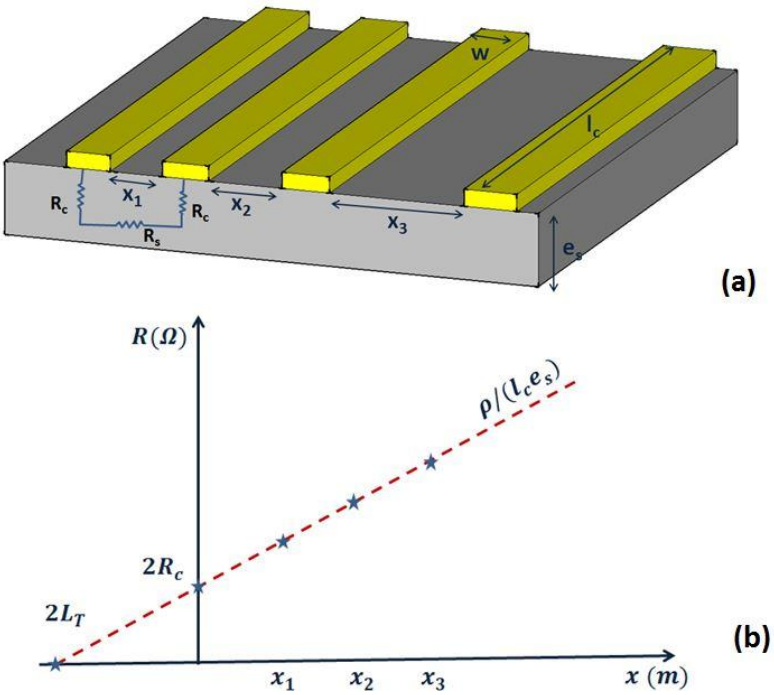


Figure 57: (a) Structure pour mesurer les résistances de contact par la technique TLM, et (b) résistance mesurée en fonction de la distance entre des contacts [49]

La résistance mesurée entre deux électrodes est composée de la résistance de contact métal/semi-conducteur R_c et la résistance de la couche entre les deux contacts R_s, cela veut dire :

$$R = 2R_c + R_s \tag{29}$$

Où $R_s = \frac{\rho x}{e_s l_c}$ avec ρ la résistivité, e_s l'épaisseur de la couche semi-conducteur, l_c la longueur de l'électrode et x la distance entre deux électrodes. Quant à la résistance R_c, elle peut être écrite par la formule :

$$R_c = \frac{\rho_c}{w.l_c} \tag{30}$$

où ρ_c et la résistance surfacique de contact, et w et l_c sont la largeur et la longueur du contact.

Un paramètre supplémentaire est à prendre en compte, la longueur de transfert L_T. Si le contact électrique est très large (plus grand que L_T), le courant électrique passe préférentiellement par la couche métallique, et ne traverse pas la couche semi-conducteur sur la surface totale entre ces deux couches. Ainsi, la valeur minimale de la résistance de contact est $R_c = \frac{\rho_c}{L_T l_c}$ obtenu à la limite où $w = L_T$. Cette longueur de transfert peut être calculée, en notant que pour x=L_c la résistance de contact est égale à la résistance de la couche semiconducteur :

$$R_c = \frac{\rho_c}{L_T l_c} = R_s = \frac{\rho L_T}{l_c e_s} \tag{31}$$

Et on obtient : $$L_T = \sqrt{\frac{\rho_c e_s}{\rho}} \tag{32}$$

Finalement, si $w > L_T$, la résistance totale mesurée est donnée par la formule :

$$R = 2R_c + R_s = \frac{\rho}{l_c e_s}(x + 2L_T) \tag{33}$$

A partir de la mesure de R en fonction de x, il est donc possible de déduire la valeur de la longueur de transfert L_T ainsi que la résistance surfacique de contactρ_c.

Des mesures faites au C2N-Marcoussis précédentes ont montré que le meilleur contact sur n-InP donne une résistance surfacique de contact de $5.10^{-5}\ \Omega.cm^2$ (pour $L_T = 4\ \mu m$) et le meilleur contact sur p-InGaAsP correspond à une résistance surfacique de $10^{-5}\ \Omega.cm^2$ (pour $L_T = 0.8\ \mu m$).

De plus il est à noter que pour optimiser la prise de contacts électriques, on choisira des valeurs de x_p et x_n égales ou petites que L_T, pour éviter une augmentation inutile de la résistance.

Après avoir évalué les différents éléments du schéma équivalent petit signal du modulateur, sa vitesse du modulateur, qui est déduite en calculant le temps nécessaire pour charger/décharger la capacité C_2, en utilisant la simulation SPICE.

Plusieurs valeurs de x_p et x_n ont été considérées (**Tableau 7**). En effet augmenter ces dimensions pour atteindre la valeur de L_T permet de diminuer les résistances de contact. Cependant quand nous augmentons x_p, la capacité C_p ainsi que des résistances R_{np} et R_{p3} liées à la section supplémentaire pour le contact p sont augmentées ce qui réduit la vitesse du modulateur.

Une fréquence de coupure à -3 dB du modulateur optimale de 16 GHz est obtenue pour $x_p = 0.7\ \mu m$ et $x_n = 4\ \mu m$. Un fonctionnement à plus de 25 Gbit/s est ainsi attendu de ce modulateur hybride compact.

Tableau 7: Fréquence de coupure (GHz) à 3 dB en fonction de xp (µm) et xn (µm)

x_n \ x_p	0.5	0.7	0.8 (L_T)	1	2
0.7	9.6				
1	11.4	10.7			
2	14.3	13.0	12.8	14.1	
4 (L_T)	15.0	16	15.9	15	11.8

L'énergie consommée par un modulateur à électro-absorption est calculée comme la somme de l'énergie nécessaire pour charger/décharger la capacité totale du modulateur et l'énergie dissipée par le photo-courant [50]. En outre, l'énergie par bit nécessaire pour charger/décharger la capacité peut être calculée par $CV^2/4$ où C est la capacité totale du composant et V est la tension de polarisation [51-52]. Avec une capacité totale de 19 fF pour la région active de 18.75 µm de long, et pour une tension de 2V, la consommation d'énergie est estimée à seulement 19 fJ/bit. En outre, la dissipation d'énergie du photo-courant est donnée par $E = (I_{on}V_{on} + I_{off}V_{off})/(2B)$ où V_{on}, I_{on} and V_{off}, I_{off} sont des tensions et des courants aux états «on» et «off» pour un débit donné B [50]. Considérant que $V_{on} = 2V$ et $V_{off} = 0$, cette dissipation d'énergie est d'environ 28 fJ/bit pour une puissance optique d'entrée de 0.5 mW et un débit binaire de 22 $Gbit/s$. Comme souhaité, la consommation d'énergie totale est inférieure à 50 fJ/bit.

La conception de notre modulateur optique compact basé sur l'intégration hybride des cristaux photoniques III-V avec un guide d'onde SOI est favorablement comparée à l'état de l'art du modulateur à faible consommation. Des modulateurs basés sur des résonateurs en anneau, en réduisant la taille de la région active, permettent une réduction de la consommation d'énergie à 3 fJ/bit [52]. Cependant l'inconvénient de cette structure est sa bande spectrale très limitée à environs 100 pm tandis que le modulateur hybride III-V sur Si à cristaux photoniques peut atteindre à 10 à 15 nm de largeur de la bande spectrale. D'autre part, un modulateur à cristaux photoniques en Silicium peut fonctionner à 40 Gbit/s mais une excursion de tension de 5.3V sur 90 µm de longueur de la région active d'un Mach Zehnder est nécessaire [53]. Ceci implique une consommation énergétique de quelques centaines de fJ/bit. De même, des modulateurs à électro-absorption en III-V sur silicium ont été démontrés avec des longueurs typiques de 100 µm et une tension appliquée de 4V [27], ce qui correspond à une consommation énergétique plus grande. Finalement, l'intégration de cristaux photoniques à ondes lentes et de la structure à électro-absorption de III-V sur silicium nous permet d'obtenir un modulateur avec un bon compromis en termes de vitesse de fonctionnement, de consommation d'énergie, de la largeur de bande spectrale. Surtout, il ouvre la perspective de l'intégration des modulateurs optiques avec des nano-lasers et des photo-détecteurs de III-V sur silicium en utilisant des mêmes étapes de fabrication.

5 Conclusion

En conclusion, un modulateur optique basé sur l'intégration de cristaux photoniques III-V avec un guide d'onde silicium sur isolant a été conçu. Profitant du régime d'ondes lentes, la région active a été réduite à seulement 18.75 µm, tout en maintenant un taux d'extinction supérieur à 5 dB et des pertes inférieures à 5 dB pour une largeur spectrale de 10 nm. En outre, la réduction de la longueur permet une réduction de la consommation d'énergie à moins de 50 fJ/ bit pour une fréquence de coupure de 3 dB de 15 GHz.

6 Bibliographie

1. H.-W. Chen, Y. H. Kuo, and J. E. Bowers, "25 gb/s hybrid silicon switch using a capacitively loaded traveling wave electrode", *Optics express*, Vol. 18, No. 2, pp. 3219-3224, 2012.
2. P. Chaisakul, D. Marris-Morini, M. S. Rouifed, G. Isella, D. Chrastina, J. Frigerio, X. Le Roux, S. Edmond, J. R. Coudevylle, and L. Vivien, "23 GHz Ge/GeSi multiple quantum well electro-absorption modulator", *Optics express*, Vol. 20, No. 3, pp 3219-3224, 2012.
3. J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, " Photonic Crystals", Princeton university press, Second Edition, 2008.
4. J. Hou, D. Gao, H. Wu, R. Hao and Z. Zhou,"Flat band slow light in symmetric line defect photonic crystal waveguides", *Photonics Technology Letters, IEEE*, Vol. 21, No. 20, 2009.
5. A. Krishnamoorthy and K. Goossen,"Optoelectronic-VLSI: photonics integrated with

VLSI circuits," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 4, No. 6,

pp. 899–912, 1998.

6. J. Yang, P. Bhattacharya, G. Qin, and Z. Ma, « On chip integration of InGaAs/GaAs quantum dot lasers with waveguides and modulators on silicon", *Novel-In-Plane Semiconductor Lasers VII,* San Jose, 2008.
7. D. G. Deppe, J. N. Holonyak, D. W. Nam, K. C. Hsieh, G. S. Jackson, R. J. Matyi, H. Shichijo, J. E. Epler, and H. F. Chung, "Room-temperature continuous operation of p-n AlxGa1−xAs-GaAs quantum well heterostructure lasers grown on Si," *Applied Physics Letters*, Vol. 51, No. 9, pp. 637–639, 1987.
8. Y. Chriqui, G. Saint-Girons, S. Bouchoule, J.-M. Moison, G. Isella, H. Von Kaenel, and I. Sagnes, "Room temperature laser operation of strained InGaAs/GaAs QW structure monolithically grown by MOCVD on LE-PECVD Ge/Si virtual substrate,"*Electronics Letters*, Vol. 39, No. 23, pp. 1658–1660, 2003.
9. O. Kwon, J. J. Boeckl, M. L. Lee, A. J. Pitera, E. A. Fitzgerald, and S. A. Ringel, "Monolithic integration of AlGaInP laser diodes on SiGe/Si substrates by molecular beam epitaxy," *Journal of Applied Physics*, Vol. 100, No. 1, p. 013103, 2006.
10. K. Tanabe, K. Watanabe, and Y. Arakawa, "III-V/Si hybrid photonic devices by direct fusion bonding," *Sci. Rep.,* Vol. 2, Apr. 2012.
11. K. Tanabe, K. Watanabe, and Y. Arakawa, "1.3 µm InAs/GaAs quantum dot lasers on Si rib structures with current injection across direct-bonded GaAs/Si hetero-interfaces," *Opt. Express*, Vol. 20, pp. B315–B321, Dec 2012.
12. G. Vecchi, F. Raineri, I. Sagnes, A. Yacomotti, P. Monnier, T. J. Karle, K.-H. Lee, R. Braive, L. Le Gratiet, S. Guilet, G. Beaudoin, A. Taneau, S. Bouchoule, A. Levenson, and R. Raj, "Continuous-wave operation of photonic band-edge laser near 1.55 µm on silicon wafer," *Opt. Express*, Vol. 15, pp. 7551–7556, Jun 2007.
13. A. W. Fang, H. Park, Y. hao Kuo, R. Jones, O. Cohen, D. Liang, O. Raday, M. N. Sysak, M. J. Paniccia, and J. E. Bowers, "Hybrid silicon evanescent devices," *Materials Today*, Vol. 10, No. 78, pp. 28-35, 2007.
14. A. W. Fang, H. Park, O. Cohen, R. Jones, M. J. Paniccia, and J. E. Bowers, "Electrically pumped hybrid AlGaInAs-silicon evanescent laser," *Opt. Express*, Vol. 14, pp. 9203–9210, Oct 2006.
15. G. Roelkens, D. Van Thourhout, and R. Baets, "Ultra-thin benzocyclobutene bonding of III-V dies onto SOI substrate," *Electronics Letters*, Vol. 41, pp. 561–562(1), April 2005.
16. G. Roelkens, J. Brouckaert, D. Van Thourhout, R. Baets, R. Notzel, and M. Smit, "Adhesive Bonding of InP/InGaAsP Dies to Processed Silicon-On-Insulator Wafers using DVS-bis-Benzocyclobutene", *Journal of the Electrochemical Society* 153 (12) G1015 - G1019, 2006.

17. S. Keyvaninia, G. Roelkens, D. Van Thourhout, C. Jany, M. Lamponi, A. Le Liepvre, F. Lelarge, D. Make, G.-H. Duan, D. Bordel, and J.-M. Fedeli, ”Demonstration of a heterogeneously integrated III-V/SOI single wavelength tunable laser,” *Opt. Express*, Vol. 21, pp. 3784–3792, Feb 2013.

18. T. F. Krauss, “Slow light in photonic crystal waveguides”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 40, No. 9, 2007.

19. T. Baba, “Slow light in photonic crystals”, *Nature Photonics* 2, 465-473, 2008.

20. S. A. Schulz, L. O’Faolain, D. M. Beggs, T. P. White, A. Melloni, and T. F. Krauss, “Dispersion engineered slow light in photonic crystals: a comparison”, *Journal of Optics*, Vol. 12, No. 10, 2010.

21. J. Li, T. P. White, L. O’Faolain, A. Gomez-Iglesias, and T. F. Krauss, “Systematic design of flat band slow light in photonic crystal waveguides”, *Optics express*, Vol. 16, Issue 9, pp. 6227-6232, 2008.

22. A. Y. Petrov and M. Eich, “Zero dispersion at small group velocities in photonic crystal waveguides”, *Appl. Phys. Lett.,* Vol. 85, Issue 21, 2004.

23. L. O’Faolain, T. P. White, D. O’Brien, X. Yuan, M. D. Settle and T. F. Krauss, “Dependence of extrinsic loss on group velocity in photonic crystal waveguides”, *Opt. Express*, Vol. 15, Issue 20, pp. 13129-38, 2007.

24. D. M. Beggs, L. O’Foalain and T. F. Krauss, “Accurate determination of the functional hole size in photonic crystal slabs using optical methods”, *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, Vol. 6, Issue 3-4, 2008.

25. L. H. Frandsen, A. V. Lavrinenko, J. Fage-Pedersen, and P. I. Borel, “Photonic crystal waveguides with semi-slow light and tailored dispersion properties”, *Opt. Express*, Vol. 14, Issue 20, pp. 9444-9450, 2006.

26. Y. Tang, H. W. Chen, S. Jain, J. D. Peters, U. Westergren, and J. E. Bowers, “50 Gb/s hybrid silicon traveling-wave electro-absorption modulator”, *Optics express*, Vol. 19, Issue 7, pp. 5811-5816, 2011.

27. Y. HaoKuo, H.-W. Chen, and J. E. Bowers, “High speed hybrid silicon evanescent electroabsorption modulator,” *Opt. Express*, Vol. 16, No. 13, pp. 9936-9941, 2008.

28. D. Mori and T. Baba, “Wideband and low dispersion slow light by chirped photonic crystal coupled waveguide”, *Opt. Express*, Vol. 13, Issue 23, pp. 9398-9408, 2005.

29. Hermann A.Haus, “Waves and fields in optoelectronics”, Prentice Hall, Incorporated, 1984.

30. W. -P. Huan, ”Coupled-mode theory for optical waveguides: An overview”, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 11, Issue 3, pp. 963-983 (1994)

31. L. A. Coldrenet, S. W. Corzine, and M. L. Masanovic, “Diode laser and photonic integrated circuits”, John Wiley & Sons, Second edition, 1995.

32. J. S. Cook, “Taper velocity couplers”, *Bell Syst. Tech. Journals*, Vol. 34, Issue 4, 1955.

33. A. G. Fox, “Wave coupling by warped normal modes”, Bell Syst. Tech. Journals, 1955

34. A. Yariv, “Optical electronics in modern communications”, Oxford University Press, Fifth Edition, 1997.

35. K. Okamoto, “Fundamentals of optical waveguides”, Academic Press, Second Edition, 2000.

36. X. Sun, H. C. Liu, and A. Yariv, “Adiabaticity criterion and the shortest adiabatic mode transformer in a coupled-waveguide system”, *Optics Letters*, Vol. 34, Issue 3, pp. 280-282, 2009.

37. G. Roelkens, B. Bataillou, J. Brouckaert, F. Van Laere, D. Van THourhout, and R. Baets, “Adhesive Bonding of InP/ InGaAsP Dies to Processed Silicon-On-Insulator Wafers using DVSbisBenzocyclobutene,” *Journal of the Electrochemical Society*, Vol. 153, Issue 12, pp. G1015 - G1019, 2006.

38. X. Sun and A. Yariv, “Engineering supermode silicon/III-V hybrid waveguides for laser oscillation”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 25, Issue 6, 2008.

39. S. G. Johnson, P. Bienstman, M. A. Skorobogatiy, M. Ibanescu, E. Lidorikis, and J. D. Joannopoulos, “Adiabatic theorem and continuous coupled-mode theory for efficient taper transitions in photonic crystals”, *Phys. Rev. E*, Vol. 66, Issue 6, 2002.

40. Q. Huan, J. Cheng, L. Liu, Y. Tang, and S. He, “Ultracompact tapered coupler for the Si/III-V heterogerous integration”, *Applied Optics*, Vol. 54, Issue 14, pp. 4327-4332, 2015.

41. Q. Wang, D. K. T. Ng, Y. Wang, Y. Wei, J. Pu, P. Rabiei, and S. T. Ho, “Heterogeneous Si/ IIIV integration and the optical vertical interconnect access”, *Opt. Express*, Vol. 20, Issue 15, pp. 16745-16756, 2012.

42. Duncanson et al., Proc. Phys. Soc. V72, p1001, 1958

43. Laporte et. Al., J. Opt. Soc. Am. V73, No 8, p1062

44. Y. Halioua, A. Bazin, P. Monnier, T. J. Karle, G. Roelkens, I. Sagnes, R. Raj, and F. Raineri, “Hybrid III-V semiconductor/silicon nanolaser”, *Opt. Express*, Vol. 19, Issue 10, pp. 9221-9231, 2011.

45. C. Y. Lin, X. Wang, S. Chakravarty, W. C. Lai, B. S. Lee, and R. T. Chen, “Group velocity independent coupling into slow light photonic crystal waveguide on silicon nanophotonic integrated circuits”, *Optoelectronic Interconnects and Component Integration XI*, 2011.

46. P. Pottier, M. Gnan, and R. M. De La Rue, “Efficient coupling into slow-light photonic crystal channel guides using photonic crystal tapers”, *Optics express*, Vol. 15, Issue 11, pp. 6569-6575, 2007.

47. J. P. Hugonin, P. Lalanne, T. P. White, and T. F. Krauss, “Coupling into slow-mode photonic crystal waveguides”, *Optics Letters*, Vol. 32, Issue 18, pp. 2638-2640, 2007.

48. http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/InP/electric.html#Hall

49. G. Crosnier, “Nanodiodes laser hybrides InP sur Silicium injectées électriquement », Thèse de Sorbonne Paris Cité, 2015.

50. D.A.B. Miller, “Energy consumption in optical modulators for interconnects”, *Optics Express*, Vol. 20, Issue S2, pp. A293-A308, 2012.

51. P. Dong, S. Liao, D. Feng, H. Liang, D. Zheng, R. Shafiiha, C. C. Kung, W. Qian, G. Li, X. Zheng, A. V. Krishnamoorthy, and M. Asghari, “Low Vpp ultralow-energy, compact, high-speed silicon electro-optic modulator”, *Optics Express*, Vol. 17, Issue 25, pp. 22484-22490, 2009.

52. M.R. Watt, W. A. Zortman, D. C. Trotter, R. W. Young, and A. L. Lentine, “Vertical junction silicon microdisk modulators and switches”, *Optics Express*, Vol. 19, Issue 22, pp. 21989-22003, 2011.

53. H. Nguyen, S. Hashimoto, M. Shinkawa, and T. Baba, “Compact and fast photonic crystal silicon optical modulators”, *Opt. Express*, Vol. 20, Issue 20, pp. 22465-22474, 2012.

Chapitre III : Fabrication des modulateurs à électro-absorption à onde lente III-V sur silicium

1 Matériaux et généralités

1.1 Structure SOI et hétérostructure III-V

La fabrication des échantillons repose sur l'exploitation de nombreuses technologies disponibles au laboratoire. Les modulateurs optiques sont fabriqués principalement dans salle blanche au C2N-Marcoussis, à partir des deux matériaux nécessaires de la structure hybride, le SOI et le semiconducteur III-V qui vient de 3-5 lab.

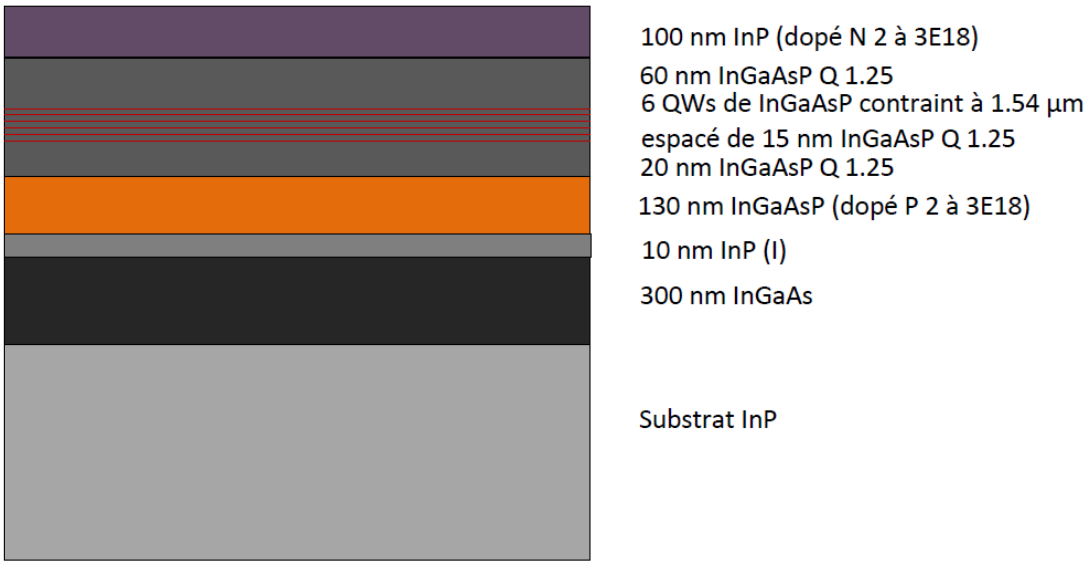


Figure 58: Hétérostructure de semi-conducteur III-V de 410 nm d'épaisseur

Les vignettes de SOI utilisées comprennent au-dessus du substrat de Si, 220 nm de Si positionné au-dessus de 2 µm de SiO_2 (buried oxide). Quant au semiconducteur III-V, le détail de son héterostructure est montré dans la Figure 58. Il s'agit d'une jonction p-i-n comprenant 130 nm de d'InGaAsP dopée p à 2.10^{18} $at.cm^{-3}$ et 100 nm d'InP dopée n à 2.10^{18} $at.cm^{-3}$. La couche intrinsèque de 170 nm d'épaisseur contient 6 puits quantiques contraints d'InGaAsP (8 nm) espacés de 15 nm. Cette membrane de semiconducteur III-V de 410 nm d'épaisseur est séparée du substrat d'InP par une couche InGaAs de 300 nm d'épaisseur permettant de bien arrêter la gravure chimique lors du retrait de substrat. La structure de bande associée à ces hétérostructures est représentée schématiquement en Figure 59.

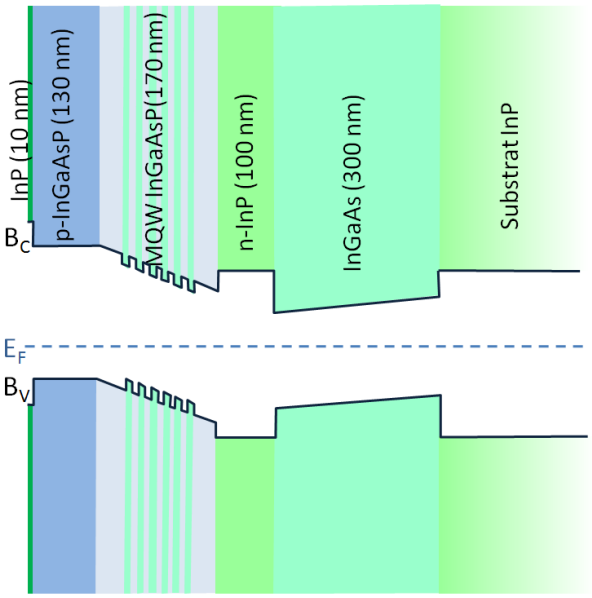


Figure 59: La structure de bande associée de la multicouche active III-V

La Figure 60 montre le spectre de photoluminescence de la plaque de III-V. Un pic est observé à la longueur d'onde 1.543 µm.

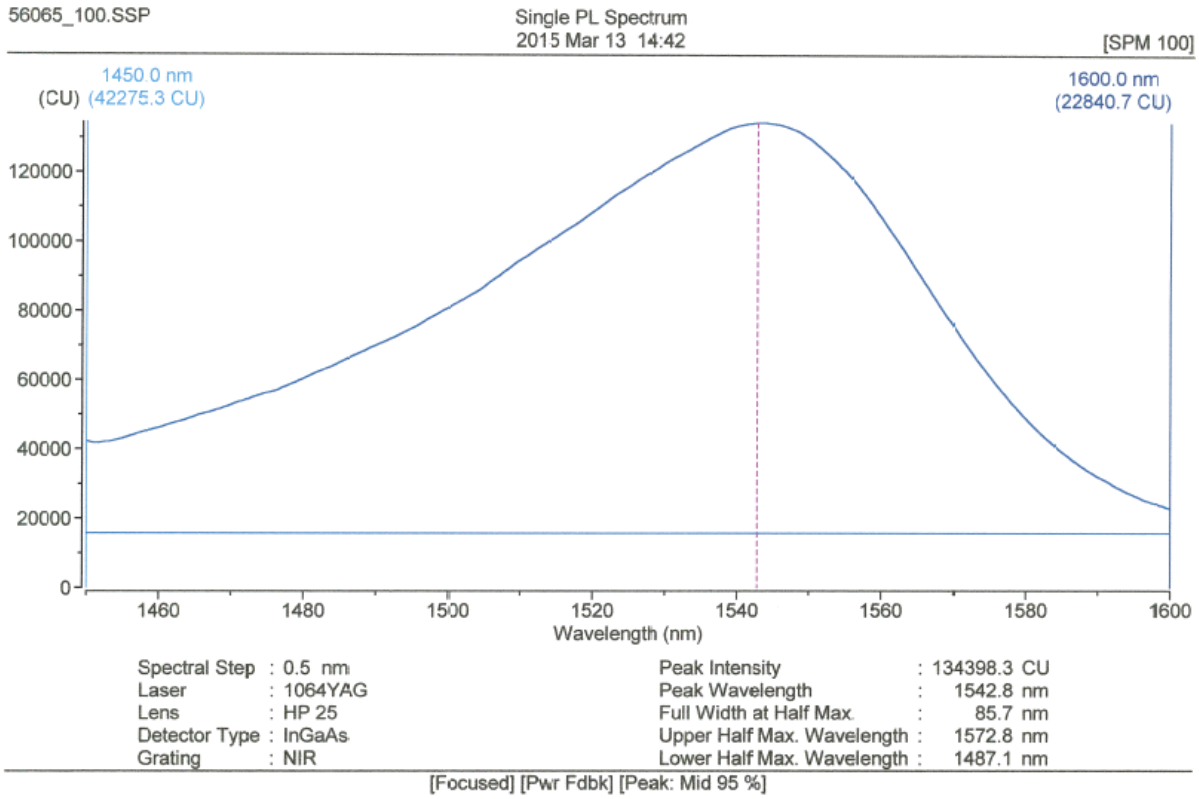


Figure 60 : Photoluminescence de la plaque de III-V 56065

1.2 Processus général de fabrication

En global, la fabrication de nos échantillons comprend 6 grandes étapes technologiques :

- Structuration du SOI avec des guides d'ondes
- Collage de la vignette de semiconducteur III-V sur les guides d'onde SOI
- Structuration du semiconducteur III-V avec des cristaux photoniques et des guides d'onde
- Dépôts métalliques des contacts électriques
- Passivation chimique et encapsulation de l'échantillon dans 500nm de silice
- Ouverture des vias et reprise de contact

Le détail de la fabrication est présenté dans les parties suivantes. Nous pouvons voir l'ensemble des processus nécessaire à la fabrication d'un échantillon dans la Figure 61. Principalement, trois techniques de nanofabrication ont été utilisées au fur et à mesure de la thèse: le collage adhésif basé sur l'utilisation du polymère benzo-cyclobutène, la lithographie électronique avec une résolution de 0.5nm (LEICA EBPG 5000+), et la gravure sèche (ICP ou « Inductively Coupled Plasma etching » en anglais) (SENTECH SI500).

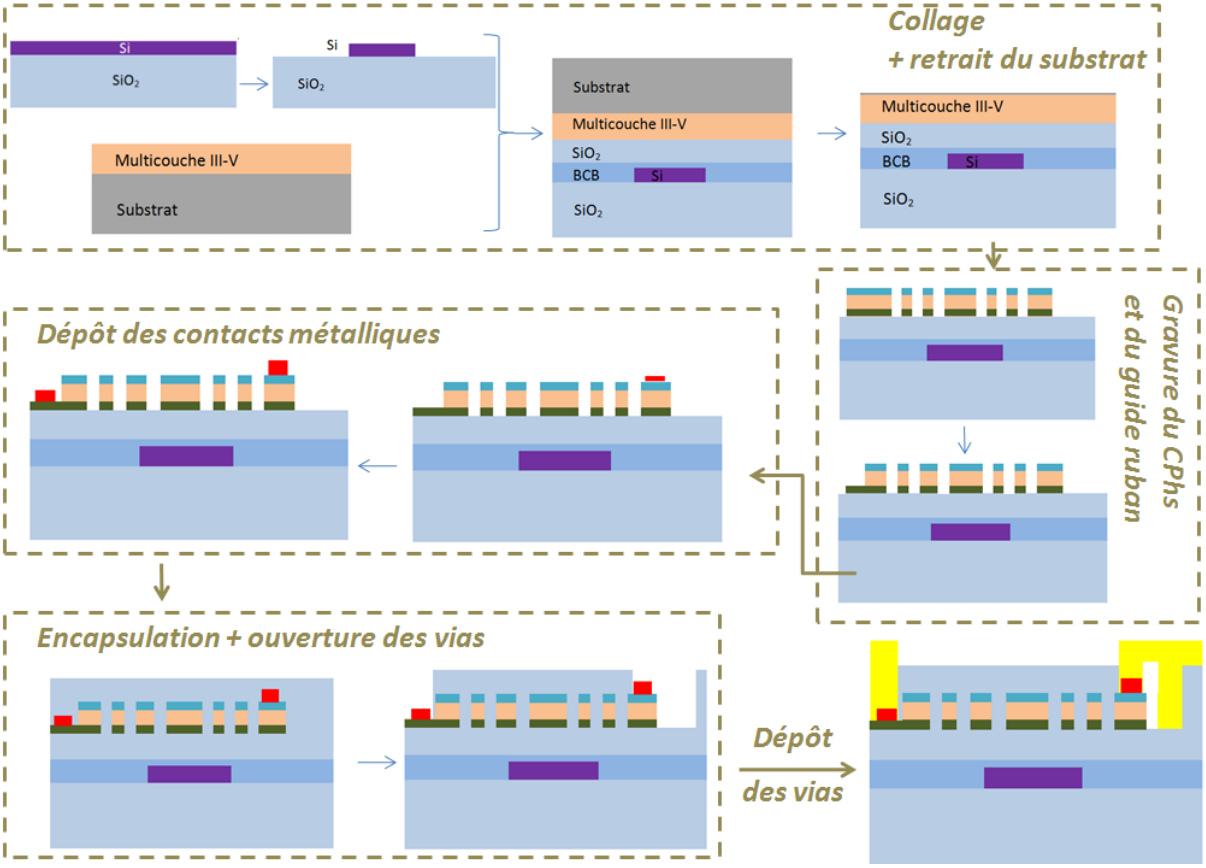


Figure 61: Processus complet pour la fabrication d'un échantillon

1.3 Conception des masques GDS de l'échantillon

Notre technologie est basée sur l'utilisation de huit niveaux de lithographie électroniques. Le contenu de chacun de ces niveaux est défini en format GDSII avec le logiciel IPKISS qui a été initialement développé à l'université Ghent en Belgique. Ces fichiers sont ensuite « traduits »par le programme LayoutBEAMER en fichier contenant les instructions du balayage du faisceau électronique sur l'échantillon. La Figure 62

montre une vue très globale de ces 8 niveaux: les cristaux photoniques, les contacts électriques, et les guides rubans SOI. Le détail de chaque niveau sera montré dans la partie suivante.

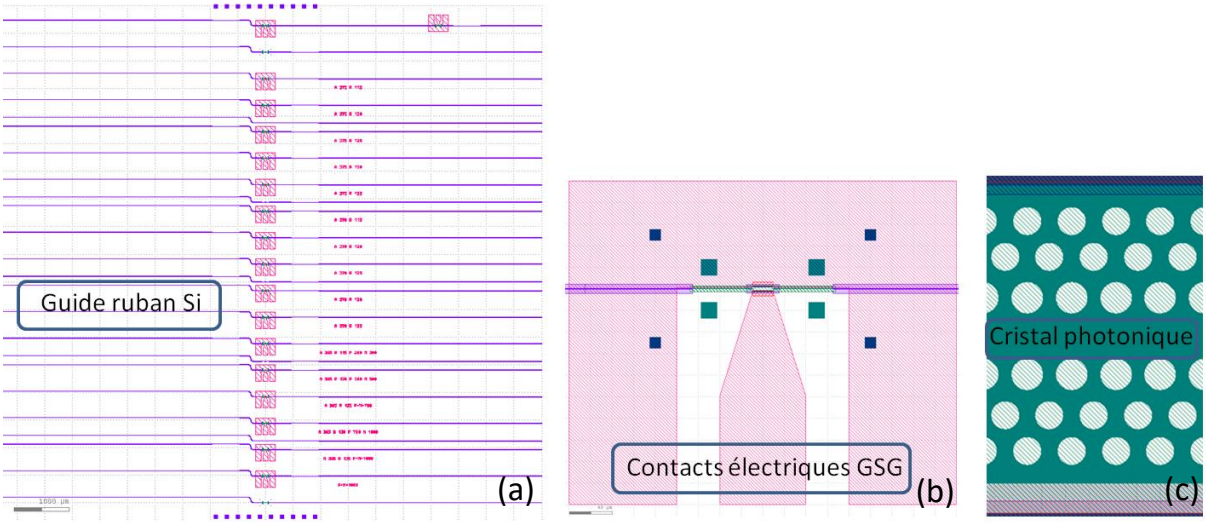


Figure 62: (a) Masque GDS pour tous les niveaux de lithographie électronique de l'échantillon, (b) zoom sur un composant, (c) zoom sur le cristal photonique

Ces huit niveaux sont conçus en tenant compte du type de lithographie que nous utiliserons, soit positive, soit négative. Dans le cas où une résine négative est utilisée (dans notre cas c'est la résine HSQ), le masque est écrit dans la région où on voudrait garder le matériau, et à l'inverse, dans le cas où une résine positive (PMMA) est utilisée, le masque est écrit dans la région où on voudrait graver le matériau.

Enfin, ces niveaux de lithographie doivent être réalisés de façon alignée les uns par rapport aux autres. Cet alignement est réalisé en utilisant des marqueurs détectables par la machine de lithographie électronique. Des marques dites « globales » sont définies afin de bien aligner les différents niveaux avec une résolution de 50-100 nm. Cet alignement est effectué au début de chaque insolation. Pourtant, si l'insolation dure longtemps, des désalignements importants sont observés à cause de la dérive du faisceau d'électronique ou du positionnement de l'échantillon. Dans ce cas, on ajoute des marques locales autours de chaque dispositif pour préciser l'alignement: la résolution d'alignement est alors meilleure que 10 nm. Des photos du modulateur dans de prochaines sections montrent un très bon alignement grâce à ces marques (**Figure 75**, **Figure 77**).

2 Etapes de fabrication des guides d'onde SOI

Les échantillons de SOI comprennent une couche de Si de 220 nm d'épaisseur et une couche de 2 μm de SiO_2 afin d'empêcher des pertes optiques par couplage évanescent dans le substrat. La taille des vignettes est de 2cmx2cm. Dans un premier temps, les vignettes sont bien nettoyées dans un bain à ultrasons d'Isopropanol (IPA) pendant 3 minutes.

2.1 Niveau 1 : Marques métalliques globales

Afin d'aligner correctement les différents niveaux du dispositif (le guide d'onde Si, le guide d'onde III-V, ainsi que les contacts électriques et l'ouverture des contacts), le premier niveau consiste à déposer des marques globales d'or de 10µmx10µm sur le SOI.

Pour ceci, on utilise la technique du lift-off utilisant la résine positive PMMA A7. Après l'enduction centrifuge, l'échantillon est recuit dans une étuve à 170°C. Après l'insolation, le développement de la résine est réalisé dans une solution de MIBK diluée dans l'IPA.

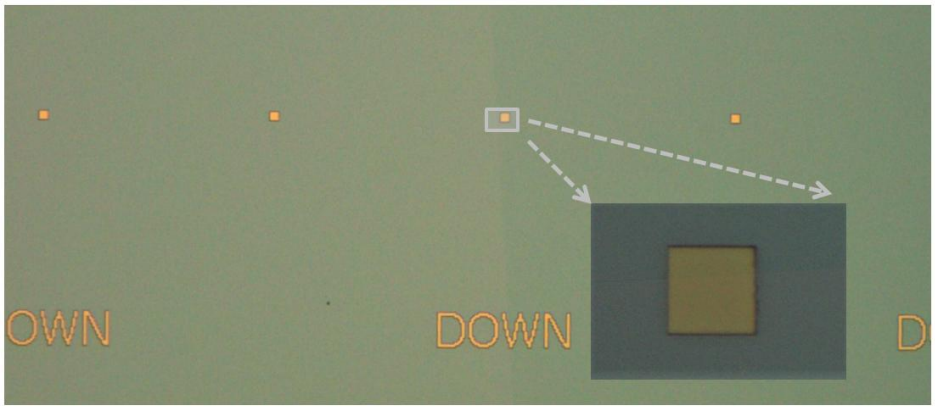


Figure 63: Marques métalliques globales observées par le microscope optique

Un dépôt métallique de Ti/Au 20/200 nm est effectué par évaporation. Enfin, le lift-off est réalisé en trempant l'échantillon dans un bain de Trichloréthylène chauffé à 90°C pendant environ $10\ minutes$. Des marques métalliques globales finalement obtenues peuvent être vues sur la Figure 63.

2.2 Niveau 2 : Guide ruban Si

L'étape suivante consiste à graver des guides rubans dans la couche Si de 220 nm de la vignette SOI. Ces guides d'ondes SOI ont une largeur de 3 µm à leurs extrémités afin de bien injecter la lumière en utilisant une fibre optique. Par la suite, le guide d'onde devient plus étroit, de 600 à 700 nm de largeur pour bien confiner le mode et optimiser le couplage entre le guide ruban SOI et le guide ruban III-V. De plus, on insère des virages à 90° au centre de l'échantillon afin d'éviter de collecter à la sortie la lumière se propageant dans le substrat, comme illustré sur la Figure 65.

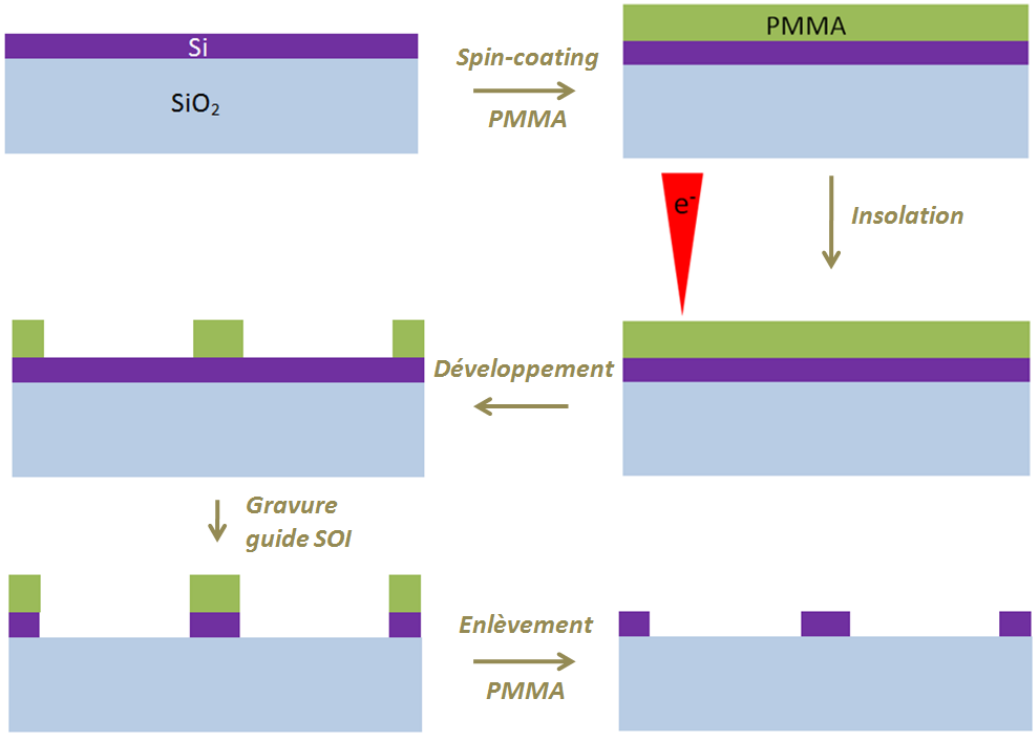


Figure 64: Processus pour la gravure du guide ruban SOI

Les principales étapes pour l'obtention des guides d'ondes sont montrées sur la Figure 64. Premièrement la surface de l'échantillon est nettoyée par un plasma d'oxygène pendant 30s. La lithographie électronique est utilisée pour définir un masque de résine (PMMA), dans les mêmes conditions que précédemment. Les guides sont définis par deux tranchées de $3\ \mu m$ sur les deux côtés du guide, largeur suffisante pour éviter les pertes optiques par ondes évanescentes dans le reste du Si. L'échantillon, après être insolé, est gravé par RIE (reactive-ion etching) avec un plasma composé d'un mélange d'hexafluorure de soufre et de trifluorométhane (SF_6/CHF_3). Un suivi in-situ est réalisé par réflectométrie laser duquel est déduit une vitesse de gravure d'environ 11 nm/min. Comme la couche de Si est de 220 nm d'épaisseur, cette gravure dure environs 20 minutes. Le reste de résine PMMA est enlevée par un plasma. La Figure 65 montre des images prises en microscope optique et électronique à balayage (MEB) des guides SOI après la gravure. Quand on zoome sur la zone de « taper » définie pour le couplage entre le guide ruban Si et le guide ruban de III-V, un changement de la largeur est observé. La gravure a été optimisée pour obtenir des parois de guides avec un minimum de rugosité.

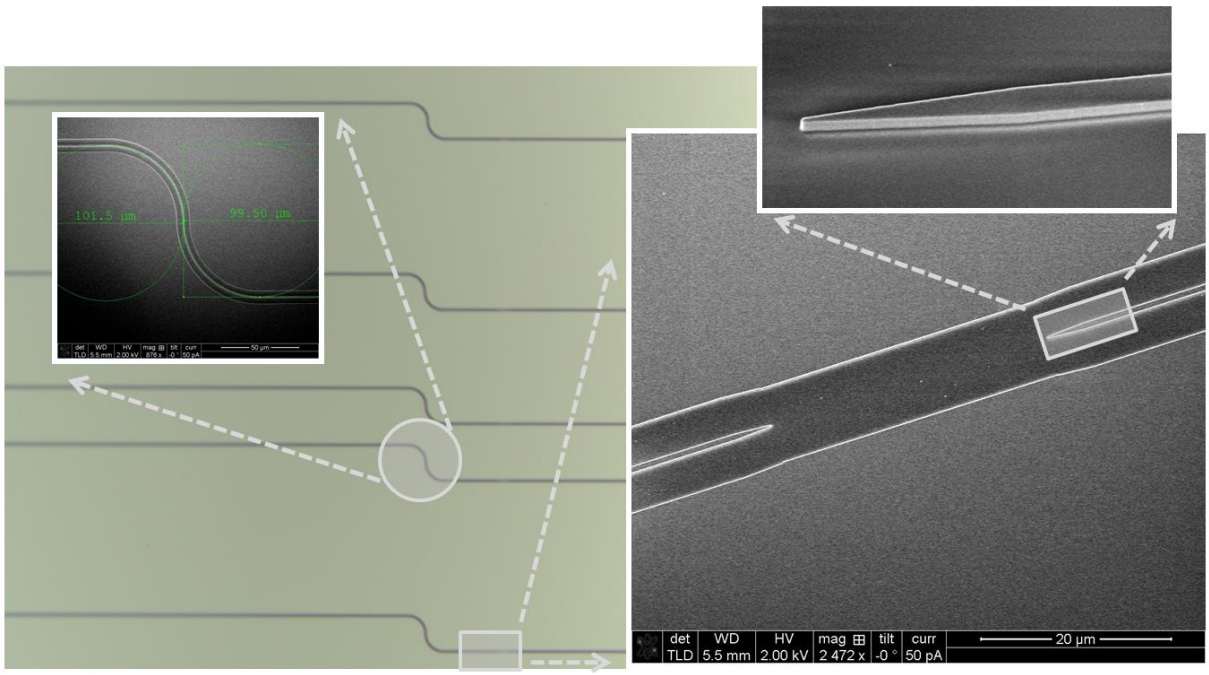


Figure 65: Guides rubans SOI observés par le microscope optique et par le MEB

3 Report de substrat

3.1 Collage BCB

Parmi les techniques de collage, nous avons choisi le collage adhésif basé sur l'utilisation du Di-Vinyl-SiloxaneBenzo-Cyclo-Butene (DVS-BCB). Ce choix se justifie par le fait que ce matériau planarise les surfaces et qu'il dégaze très peu quand on le polymérise [1].

Le processus complet de collage et de retrait substrat est montré en Figure 66. Une couche de 350 nm de SiO_2 est préalablement déposée sur le III-V par pulvérisation cathodique. Ce dépôt prend environ 2800 s avec une vitesse de dépôt de 1.25 Å/s. Cette couche de SOI sert à protéger les guides ruban SOI pendant tout le processus de fabrication le modulateur. Cette couche sert en plus à bien améliorer le collage parce que l'adhésion entre le BCB et la silice est meilleure que celle entre le BCB et les matériaux III-V. Un autre intérêt de cette couche est de contrôler la distance entre les guides SOI et III-V. Ce contrôle est difficile lorsque le BCB est utilisé seul comme matériau à l'interface à cause de sa fluidité lors du collage. L'épaisseur de BCB déposé sur le SOI est identique pour tous échantillons tandis que celle du SiO_2 varie pour ajuster l'épaisseur à la valeur souhaitée. Par la suite, la plaque de semiconducteur III-V est clivée en morceaux de 1 cm^2 et est nettoyée dans un bain à ultrasons d'Isopropanol pendant 5 min pour éliminer les petites poussières après le clivage. En effet la propreté des surfaces est primordial pour réussir le collage. L'échantillon de SOI est, quant à lui, trempé dans un bain à ultrasons d'Isopropanol pendant 5 minutes. On termine le nettoyage de la surface de la plaque SOI par un plasma oxygène pendant 3 minutes.

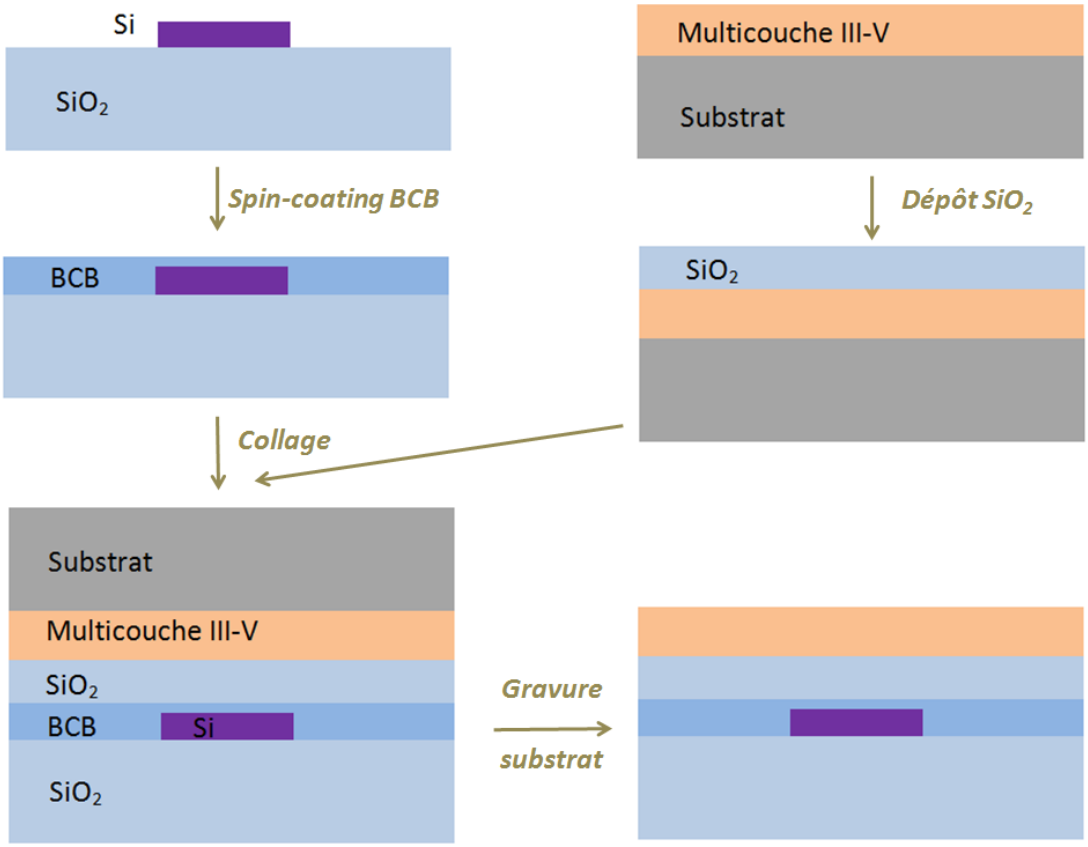


Figure 66: Technique de collage de BCB d'une plaque III-V sur une plaque SOI

Une solution à base de polymère BCB (benzo-cyclo-butène) est préparée pour le collage. Le BCB dilué dans du Mésitylène au ratio 2:1.5 est déposé sur la plaque SOI par "spin-coating" avec une vitesse de 5000 tr/min pendant 30s et une accélération initiale de 2000 tr/min/s. Après l'enduction, cette plaque est cuite à 80°C, afin de dégazer le BCB.

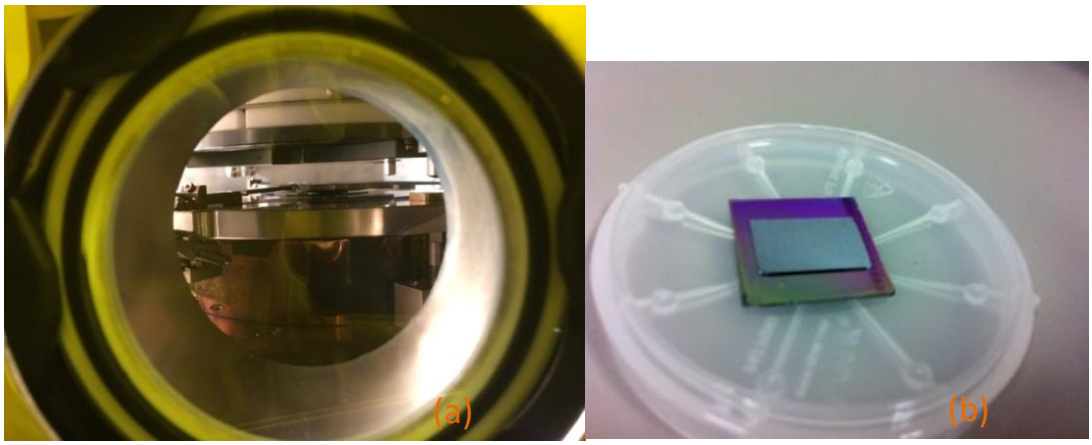


Figure 67: (a) Machine « bonder » SB6e de SUSS MicroTec au LPN et (b) Echantillon après le collage

La plaque de III-V est par la suite collée sur celle SOI dans la machine "bonder" SB6e de SUSS MicroTec qui permet de chauffer et presser sous vide le sandwich SOI/BCB/III-V [2] (Figure 67(a)). La température est initialement augmentée à 150°C afin de fluidifier le BCB. Par la suite, la température est augmentée à

320°C en appliquant une pression de 250 mbar pendant 30 min. L'échantillon après le collage est montré en Figure 67(b).

3.2 Retrait du substrat InP

La dernière étape est le retrait de substrat d'InP, qui est maintenant au-dessus de l'échantillon. On utilise premièrement une solution d'acide sulfurique H_2SO_4: H_2O_2 : H_2O aux proportions 3: 1: 1 pour graver le matériau InGaAs qui peut se trouver sur la surface de substrat après la croissance des couches actives. Par la suite, le substrat InP d'environ 370 µm d'épaisseur est gravé totalement par une solution HCl: H_3PO_4 3:1 pendant 60 minutes et une solution HCl pure pendant 30 minutes. La gravure s'arrête sur la couche d'arrêt InGaAs de 300 nm d'épaisseur. A la fin l'échantillon est trempé dans une solution d'acide sulfurique pendant 10 s pour enlever la couche d'arrêt InGaAs.

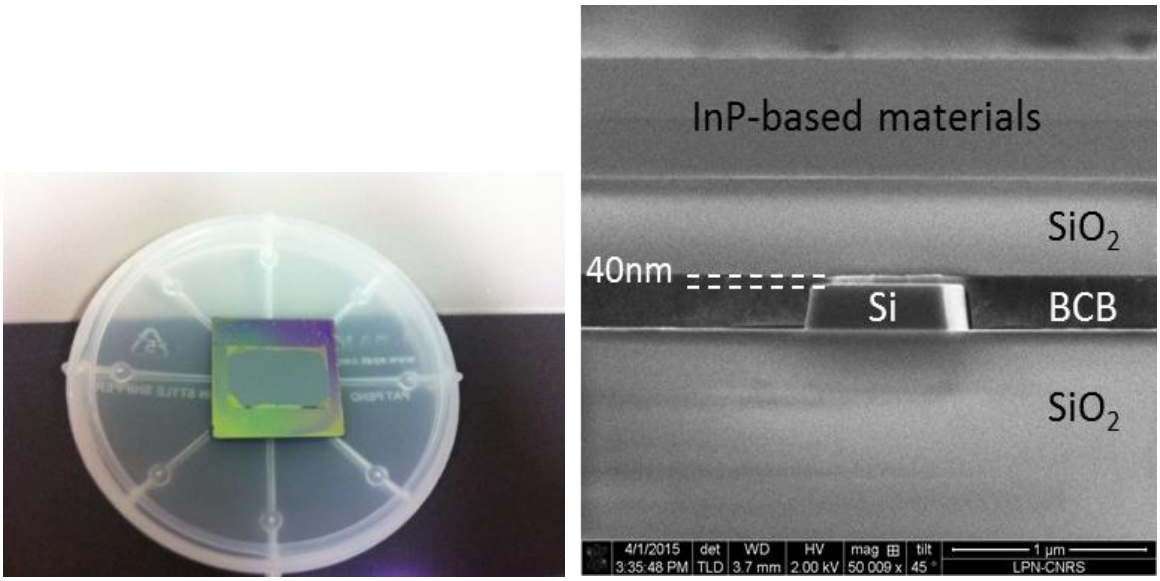


Figure 68: Echantillon après le retrait de substrat (à gauche) et son image MEB en coupe (à droite)

La Figure 68 montre un échantillon après le retrait de substrat (à gauche) avec une image MEB en coupe (à droite). La photo de l'échantillon après le retrait de substrat montre une couche de III-V qui est beaucoup plus fine par rapport à celle avant le retrait (Figure 67(b)). Sur l'image MEB, on peut observer l'empilement des couches obtenues, avec une couche de BCB comprise entre le haut du guide de Si et le SiO_2 d'à peine 40 nm d'épaisseur.

4 Fabrication des composants actifs III-V

Après l'étape de collage du semiconducteur III-V sur le SOI, les prochaines étapes consistent à graver des guides rubans et des guides d'onde en cristaux photoniques dans la multicouche III-V. Le masque GDS pour tous les niveaux de lithographie électronique de composants actifs III-V est représenté en Figure 69.

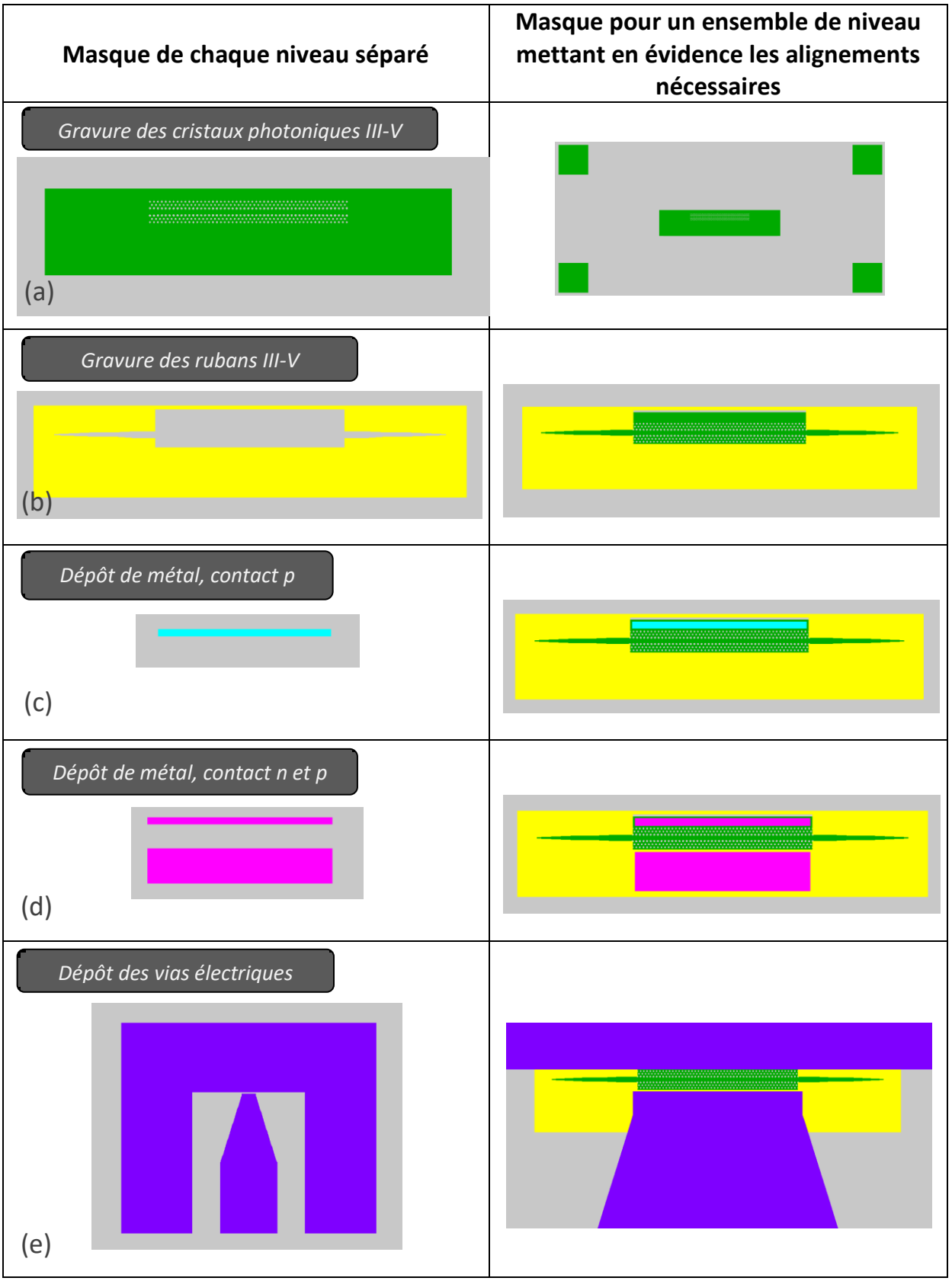


Figure 69: Masque GDS pour tous les niveaux de lithographie électronique de composants actifs III-V

4.1 Gravure des cristaux photoniques et des guides rubans III-V

4.1.1 Niveau 3 : Gravure des cristaux photoniques III-V

La première étape, ici, correspond à graver les trous des cristaux photoniques dans des multicouches III-V. Pour cela, on utilise la résine négative HSQ XR 1541–006 pour la lithographie électronique. L'utilisation de HSQ pour la réalisation de cristaux photoniques a été proposée en 2004 par Assefa et al. [3]. Cette technique simplifie considérablement la fabrication du masque dur, sans compromettre la qualité optique de la structure, car seule l'étape de lithographie électronique est suffisante pour obtenir le masque de gravure. Le processus de la gravure des cristaux photoniques est représenté en Figure 70.

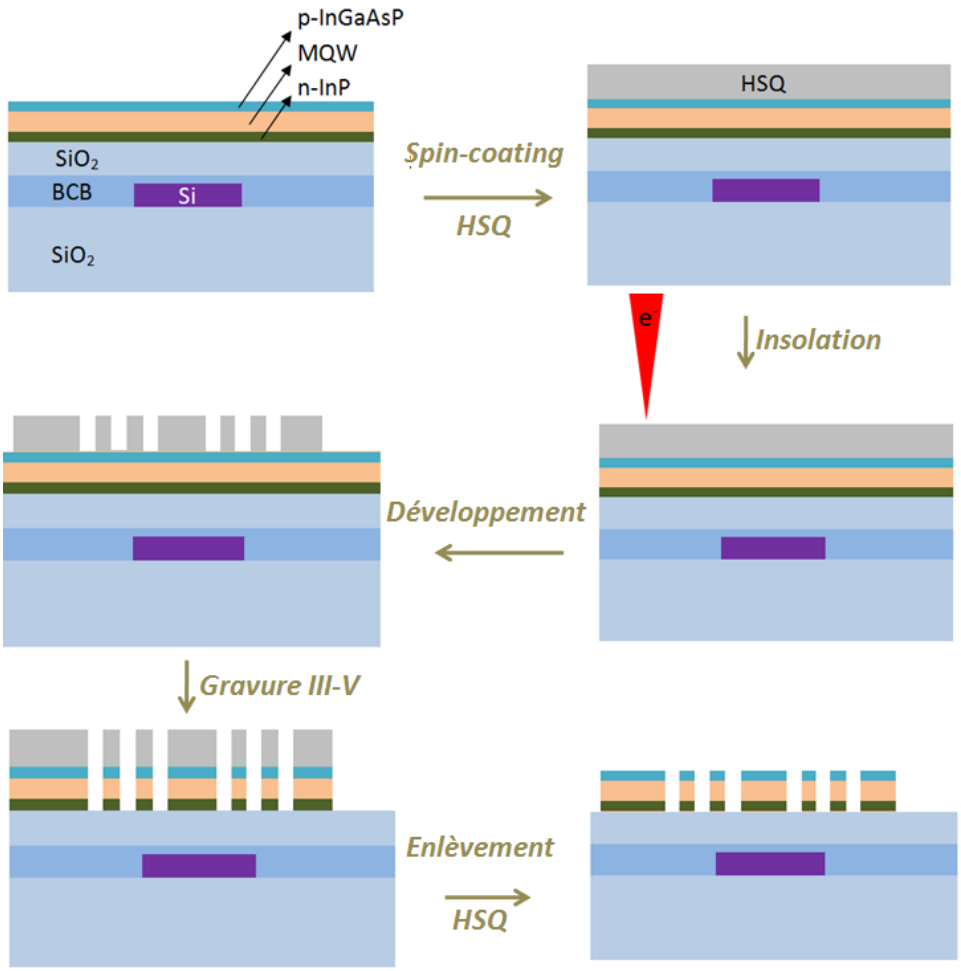


Figure 70: Processus de la gravure des cristaux photoniques III-V

La résine est enduite par centrifugation sur l'échantillon afin d'obtenir une épaisseur d'environ $300\ nm$. La lithographie électronique est réalisée avec une résolution (grille d'insolation) de $1\ nm$. L'alignement de ce niveau par rapport aux guides d'onde en SOI est réalisé en utilisant les marques d'or globales déjà présentes sur l'échantillon. On peut voir sur la Figure 69(a), un exemple de structures exposées. Comme on peut l'observer, des marques locales vont être produites en même temps que les cristaux photoniques en prévision des prochains niveaux de lithographie. Après l'insolation électronique, la HSQ est développée dans un bain d'AZ400K dilué dans l'eau.

Ensuite, les cristaux photoniques sont gravés par plasma dans une ICP (inductively coupled plasma) avec une recette à base d'un mélange de gaz $HBr/O_2/He$. Cette recette de gravure a été développée en nous basant les travaux au laboratoire de S. Bouchoule [4]. L'optimisation de la recette a consisté à jouer sur les paramètres tels que les flux des gaz, la puissance RF fournie à la machine pour créer le plasma, la pression, la température etc. pour obtenir une gravure anisotrope et lisse dans les trous. Une des particularités du procédé est l'utilisation de l'Hélium pour diluer les gaz réactifs afin de réduire la vitesse de gravure, ce qui est très important surtout pour la réalisation du prochain niveau de structuration. Un suivi in-situ est réalisé par réflectométrie laser dont un exemple est représenté sur la Figure 71. La courbe en noir représente la gravure des cristaux photoniques sur 450 nm de multicouche active III-V tandis que celle en rouge représente la gravure des guides rubans et une partie de la région de cristaux photonique pour accéder à la surface du matériau dopé n qu'on parlera dans la partie suivante. Ici, chaque oscillation correspond à environ à 100 nm d'épaisseur de matériau gravé. On peut déduire de ce suivi une vitesse de gravure de 270 nm/min.

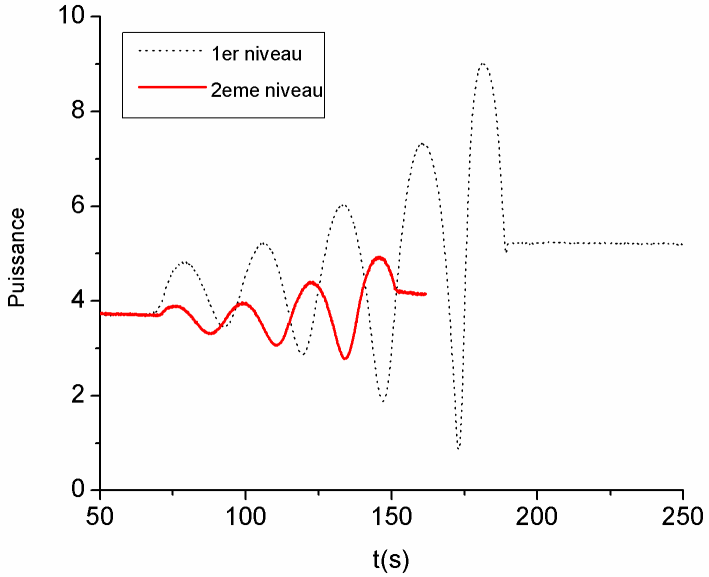


Figure 71: Evolution de la puissance réfléchie grâce à ce suivi laser en fonction du temps

Enfin, la résine HSQ est enlevée dans une solution d'un mélange d'acide fluoridrique et de fluorure d'ammonium dilué à 1% pendant environ 20 minutes. Dans cette étape, la couche de SiO_2 déposé sur l'InP avant le collage sert à protéger la couche de BCB et les guides de Si pendant les gravures successives. La Figure 72 montre des photos prise au MEB de l'échantillon après la gravure. La surface de l'échantillon est très propre, et on peut observer que la résine HSQ est bien enlevée de l'échantillon. Quand on fait un zoom dans la région des cristaux photoniques, la qualité de gravure est attestée par des trous bien lisses et bien droits.

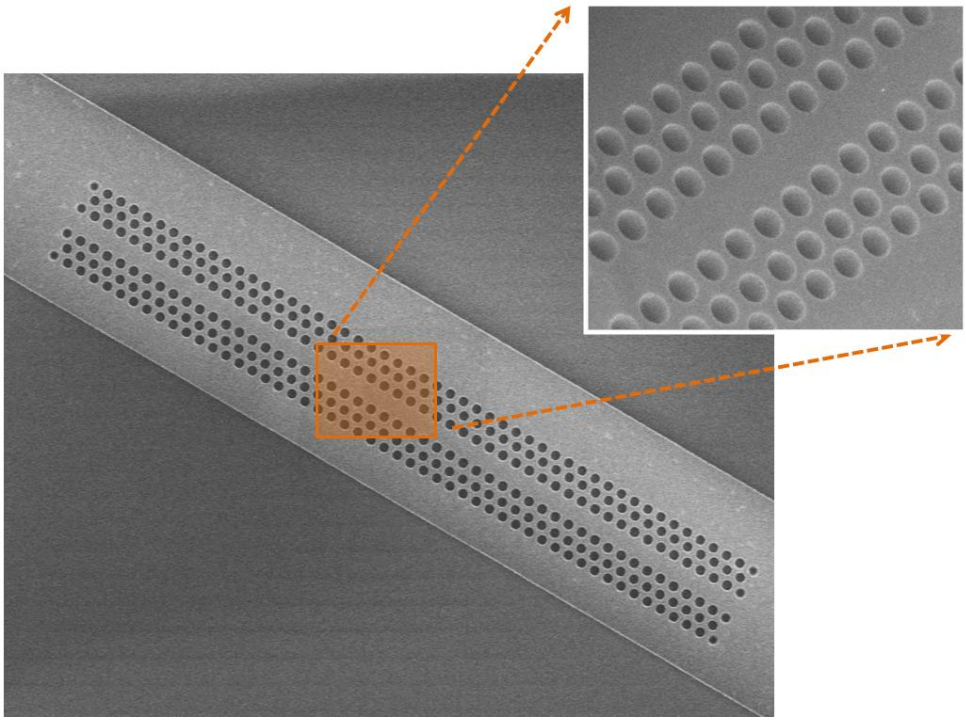


Figure 72: Structure des cristaux photoniques observée par le microscope optique et par le MEB

4.1.2 Niveau 4 : Gravure des guides rubans III-V

La prochaine étape consiste à graver le guide ruban de III-V ainsi qu'une partie de la multicouche de III-V dans la région de cristaux photoniques pour accéder à la surface du matériau dopé n pour prendre le contact de fond. Cette étape nous a posé de nombreux problèmes.

- La première difficulté rencontrée était liée à l'obtention d'un alignement ultra précis de ce niveau de structuration avec les autres. La Figure 73(a) illustre ce problème. Ceci a été résolu en introduisant des marques locales autour de chaque structure permettant d'obtenir une précision d'alignement meilleure que 10 nm.
- Un autre problème nous est apparu lors du retrait du masque de HSQ. L'attaque chimique réalisée cause le décollement de structures étroites comme des guides rubans (Figure 73(b)). Nous avons ainsi décidé de modifier le design de ces guides d'accès en passant d'une configuration de guide ruban à une configuration de guide en arête, où les ailettes de semiconducteur se trouvant sur les côtés du guide empêchent tout décollement. Ces ailettes sont formées de la couche inférieure de l'empilement III-V, c'est-à-dire de la couche dopée de fond. Ainsi, alors que dans les premiers tests, le guide ruban était gravé en même temps que le cristal photonique par une seule étape de lithographie électronique, nous avons donc choisi de séparer ces étapes, et de graver le d'onde III-V en même temps que l'étape de gravure pour le contact de fond afin d'obtenir ce guide d'onde en arête.
- Enfin, la structuration du matériau lors de cette étape peut endommager les structures réalisées précédemment. On a pu observer, comme sur les Figure 73(c-e), que lors de la gravure ICP, les zones des cristaux photoniques étaient érodées en surface. Ceci est dû au mauvais étalement de la

résine HSQ sur ces zones nanostructurées. Afin de résoudre ce problème, notre stratégie est d'utiliser comme matériau pour le masque de gravure du nitrure de silicium (Si_3N_4) déposé par dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PECVD : plasma enhanced chemical vapour deposition). La PECVD permet le dépôt conforme de diélectrique sur nos structures. Comme l'épaisseur déposée est de 300 nm, les trous se retrouvent bouchés complètement par le Si_3N_4, empêchant toute attaque lors de la gravure ICP. Pour structurer le Si_3N_4, nous réalisons une lithographie électronique utilisant la résine positive PMMA au lieu de la résine négative HSQ. La disposition typique de l'insolation électronique est représentée sur la Figure 69(b). Le Si_3N_4 est ouvert par gravure ionique réactive basé sur mélange de gaz SF_6/CHF_3 tandis que les résidus de PMMA sont retirés avec un plasma d'oxygène. Le processus de gravure pour atteindre le contact de fond de la partie cristal photonique et du guide ruban III-V est montré en Figure 74.

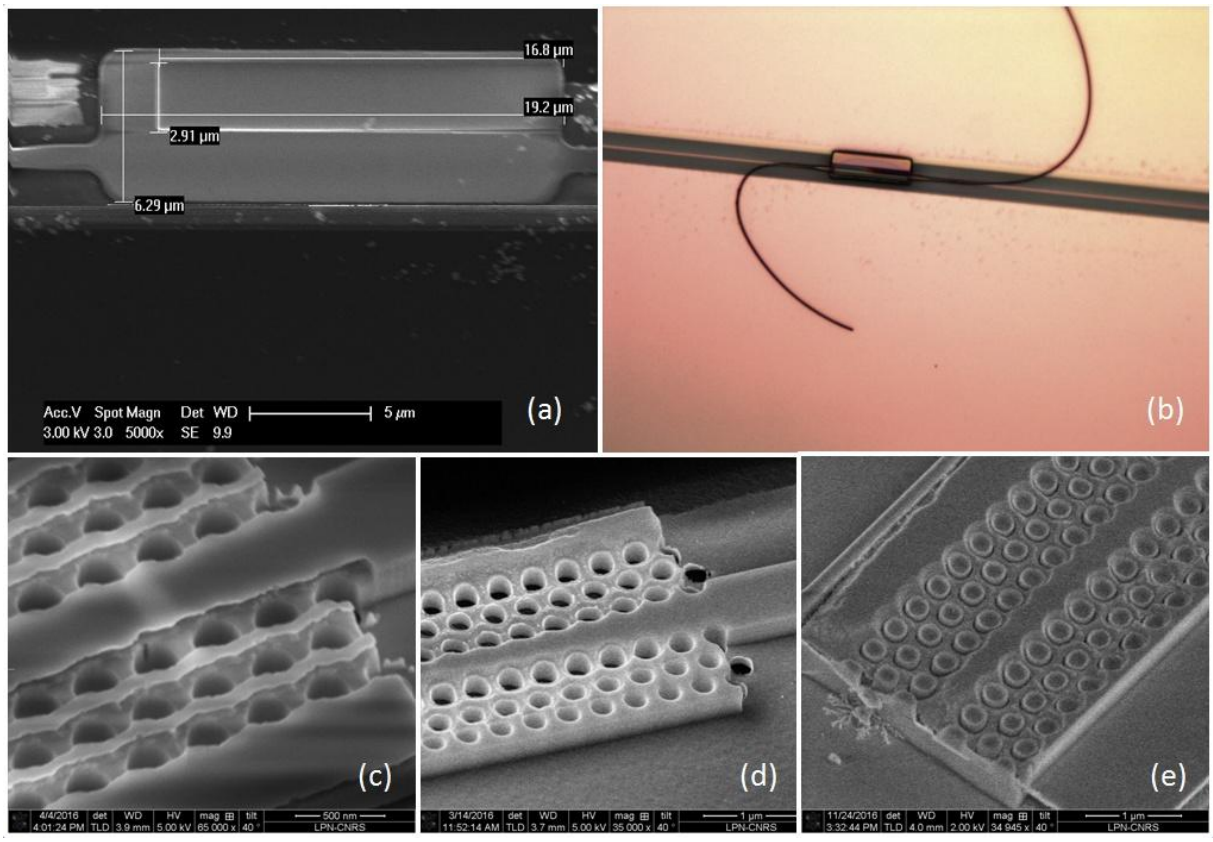


Figure 73: Exemple des échantillons qui ont des problèmes

Finalement le semiconducteur III-V est gravé en ICP comme précédemment. En prenant la courbe noire dans la Figure 71 comme une référence, le suivi laser en rouge nous permet d'arrêter la gravure lorsque 350 nm de matériau ont été enlevés, pour arriver dans la couche de semiconducteur dopé n. Enfin, le Si_3N_4 est enlevé de l'échantillon par la gravure par plasma (Nanoplas). On peut observer l'état de l'échantillon après ces étapes dans la Figure 75. Les parois gravées sont droites et très lisses à la fois dans les trous des cristaux photoniques ainsi que sur les flancs des guides rubans et que l'alignement obtenu est remarquable.

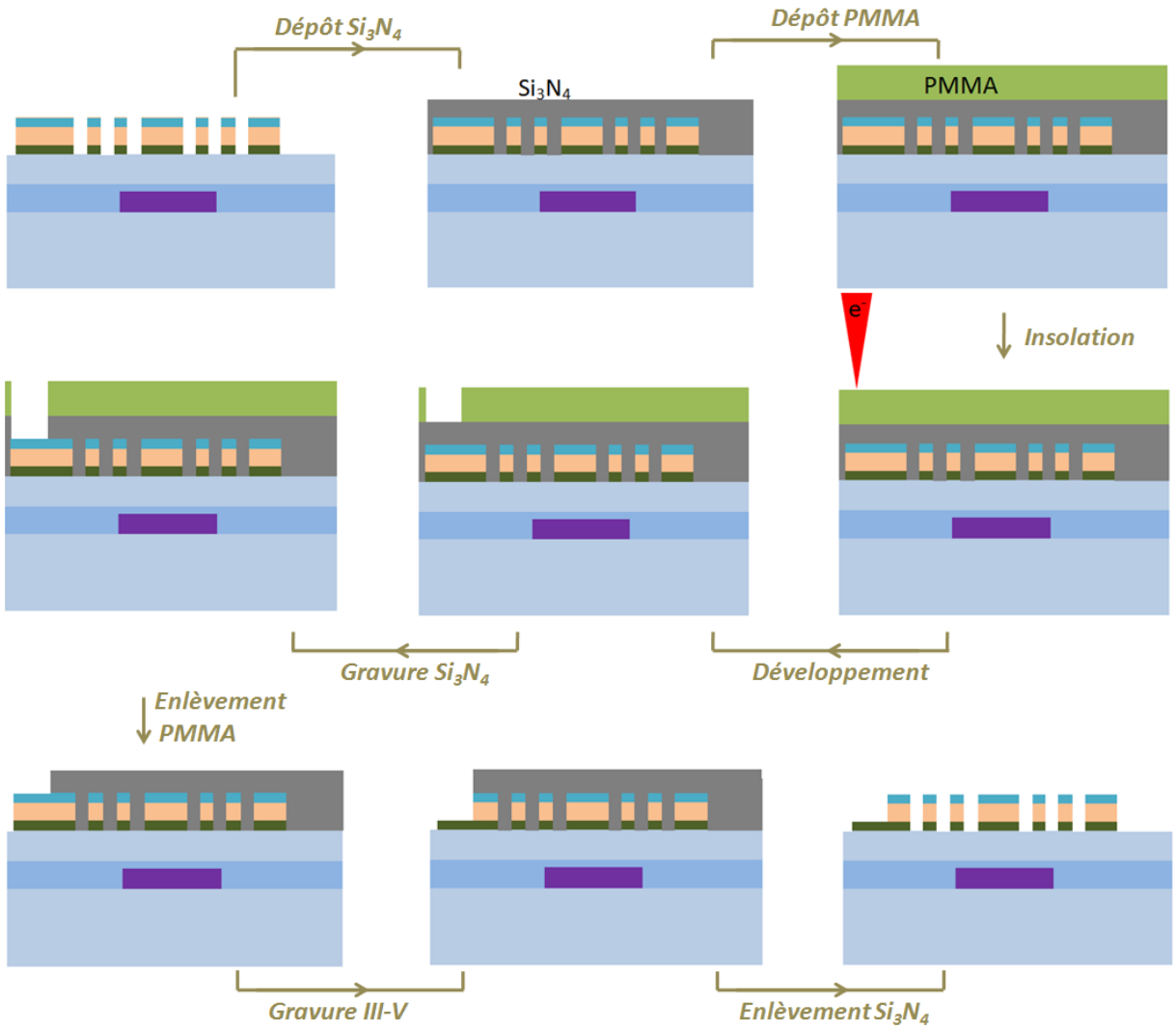


Figure 74: Processus de gravure pour atteindre le contact de fond de la partie cristal photonique et du guide ruban III-V

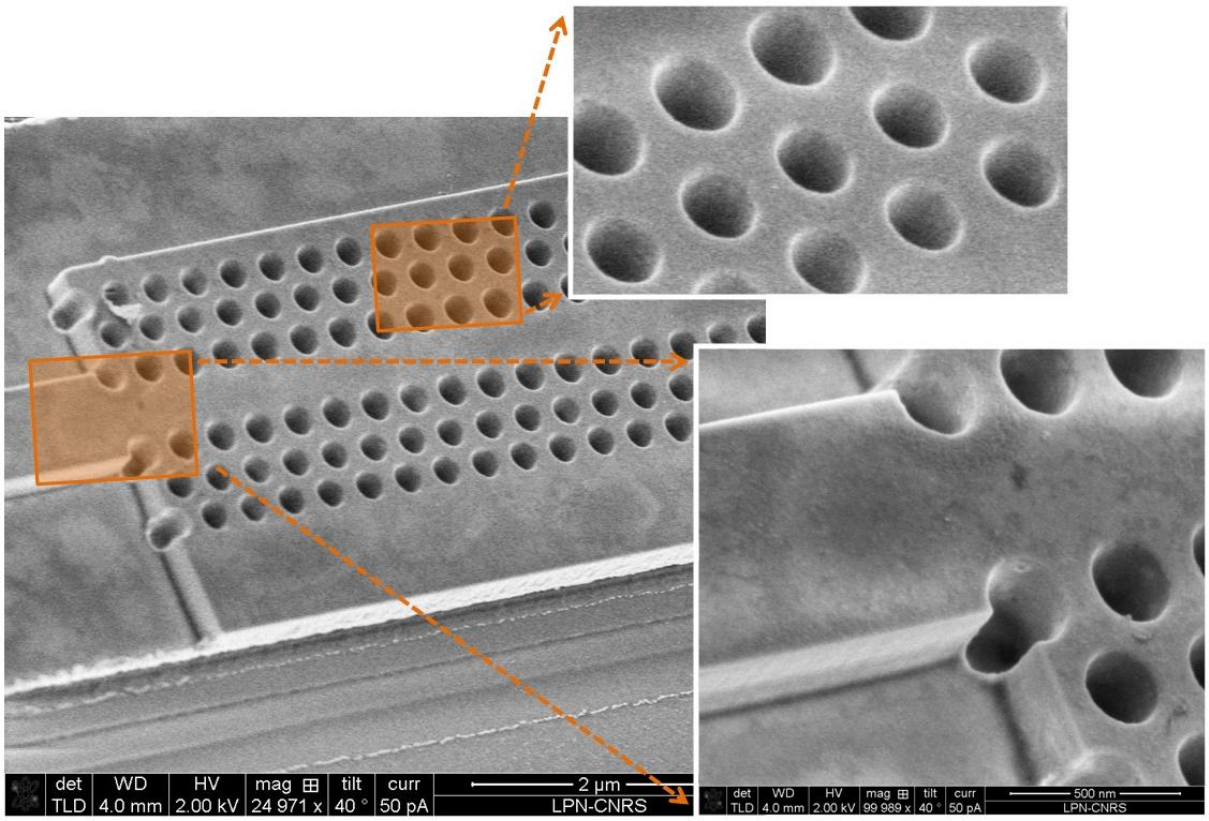


Figure 75: Des cristaux photoniques et le guide ruban III-V observés par le MEB

4.2 Dépôt des métaux pour les contacts électriques

Pour polariser électriquement les modulateurs électro-optiques, il est nécessaire de déposer des contacts électriques de chaque côté du guide à cristaux photoniques. Pour ce faire, nous utilisons la technique du lift-off. Les contacts sont ouverts dans la résine PMMA, sur laquelle on vient déposer les différents métaux nécessaire à l'obtention de contacts ohmiques. La résine est ensuite dissoute dans du trichloréthylène. Etant donné que les métaux nécessaires à l'obtention de contacts ohmiques sur les semiconducteurs dopés n et p sont différents, 2 niveaux de lithographie électroniques sont nécessaires. Les dessins des niveaux de lithographie électronique pour ces contacts sont représentés sur la Figure 69(c-d). Avant chaque dépôt métallique, la surface de l'échantillon est désoxydée dans une solution à base acide phosphorique dilué.

4.2.1 Niveau 5 : contact de type p

Le premier niveau de contact déposé est le contact de type p (Figure 76). En consultant la bibliographie [5-6], on a décidé d'utiliser un dépôt de type Pd/Au/Zn/Au/Ti/Pt/Ti/Au (10/10/20/10/10/10/10/100 nm). Ce contact est ainsi réalisé dans différents évaporateurs afin d'éviter une-cross contamination des bâtis. Dans le détail, la couche de Palladium (Pd) permet d'améliorer le contact électrique du semiconducteur III-V. Le Platine (Pt) sert à bloquer la diffusion du Zinc(Zn) dans la couche d'Or (Au) de 100 nm.

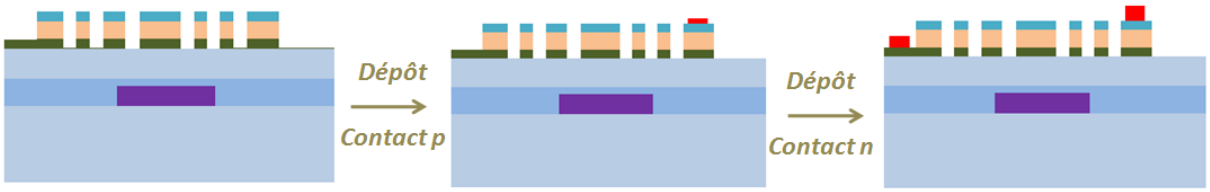


Figure 76: Dépôt des métaux pour des contacts électriques

4.2.2 Niveau 6 : contact de type n

Le contact de type n est formé de l'empilement métallique Ti/Pt/Ti/Au (10/10/10/100 nm).Après les dépôts, l'échantillon est recuit à 400°C pendant 30s pour faire diffuser le zinc dans le semiconducteur P et activer les contacts. La Figure 77 montre l'image MEB de l'échantillon avec le guide d'onde en cristaux photoniques ainsi que les deux contacts électriques sur les deux côtés du guide.

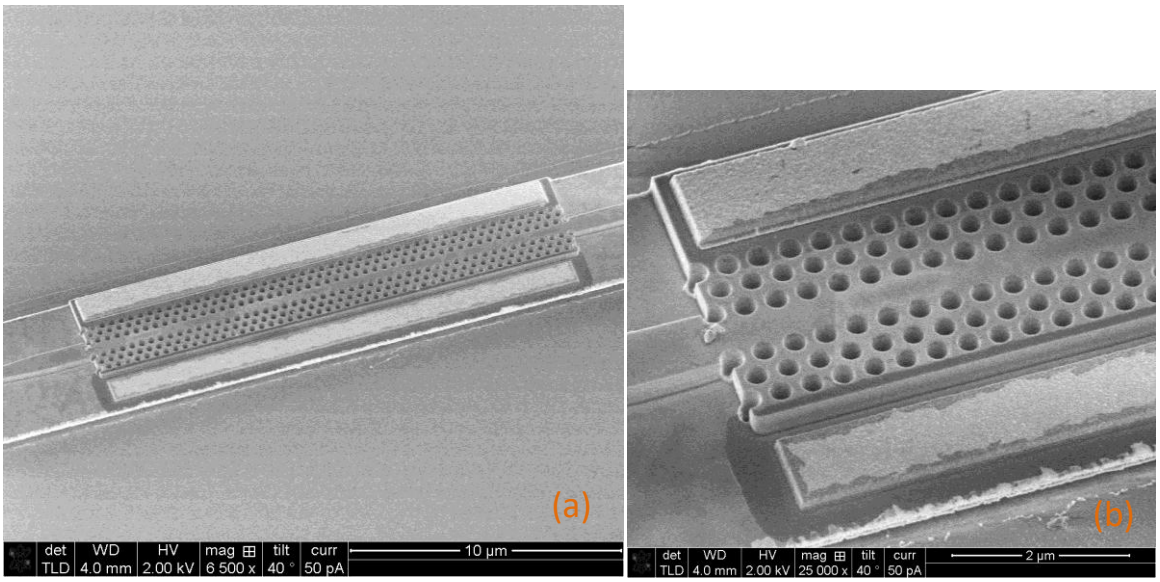


Figure 77: La structure de cristaux photoniques et des guides rubans de III-V ainsi que des contacts électriques sur les deux cotés observée par le MEB

4.3 Passivation, encapsulation et ouverture des vias électriques

4.3.1 Passivation

L'étape de passivation est une étape très importante avant l'encapsulation et la création des vias électriques. Cette étape permet de diminuer les recombinaisons de surface qui sont majoritaire à cause des défauts en surface après des gravures ICP ainsi qu'un ratio surface/volume important de la structure de cristaux photoniques [7].

L'échantillon est ainsi passé dans une solution de H_2SO_4 :H_2O_2 :H2O aux proportions 1 :8 :5000 pendant 10 s afin de nettoyer des défauts de surfaces. Par la suite, il est trempé dans une solution de sulfure

d'ammonium $(NH_4)_2S$ dilué pendant 20 min pour finir le nettoyage et aussi de créer une couche soufrée de protection à la surface des modulateurs.

4.3.2 Encapsulation

On réalise par la suite une étape d'encapsulation diélectrique afin de bien protéger les dispositifs de l'environnement. Pour cela, plusieurs de méthodes de dépôt de diélectrique sont utilisés. Nous réalisons d'abord un dépôt de 5 nm d'Al_2O_3 en ALD (Atomic Layer Deposition) qui permet le dépôt d'une couche très conforme avec une vitesse de dépôt 0.08 nm/min. Nous déposons ensuite 20 nm de SiO_2 en PECVD suivi de 250 nm de SiO_2 par pulvérisation cathodique puis de 250 nm de SiO_2 en PECVD. Cette combinaison nous permet d'obtenir un remplissage uniforme des trous du cristal photonique sans rugosité de surface.

4.3.3 Niveau 7 : Ouverture pour des vias électriques

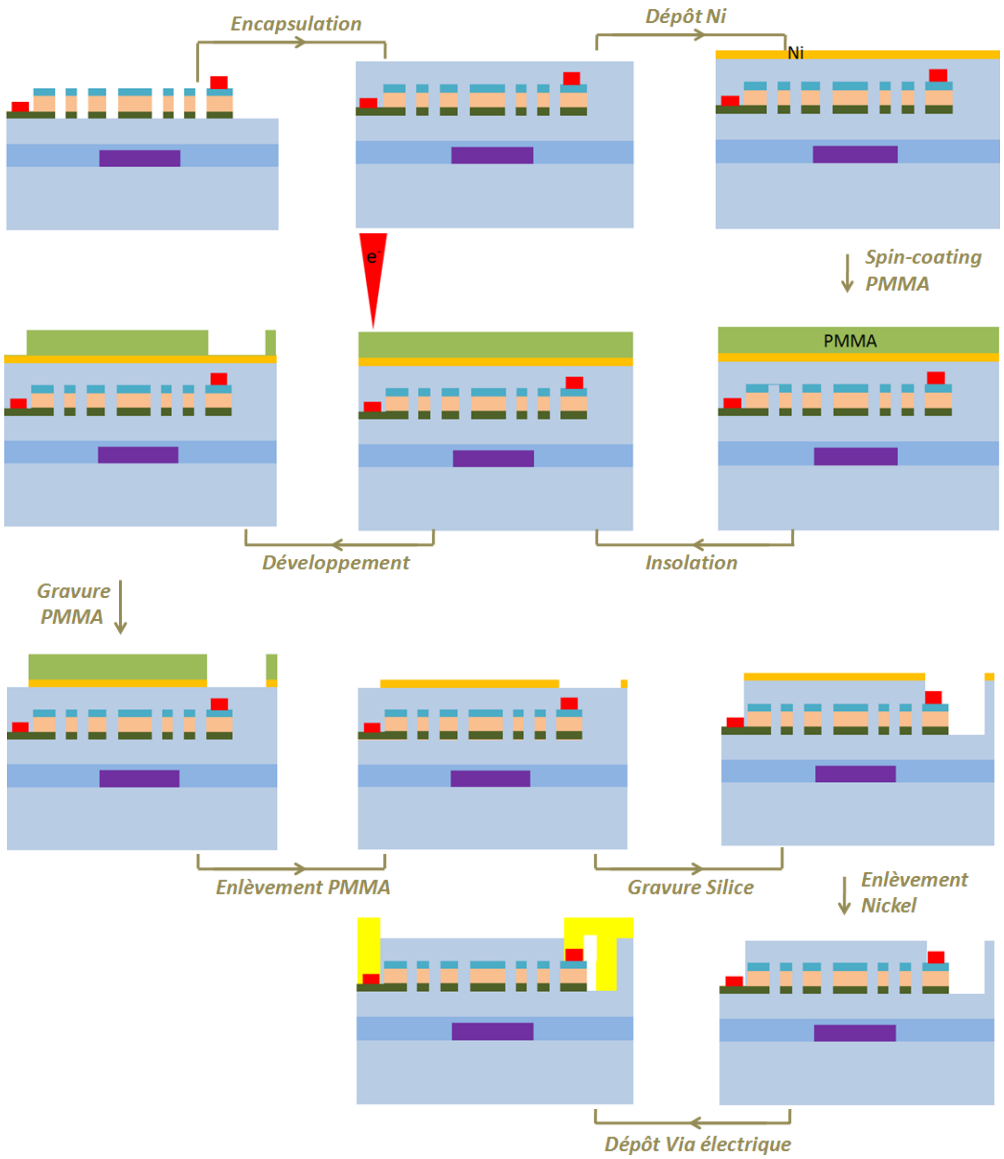


Figure 78: Processus complet pour l'ouverture pour des vias électriques

Après l'encapsulation, il nous faut relier les contacts électriques déposés précédemment avec des pads électriques par des vias. Le processus complet pour l'ouverture pour des vias électriques est représenté en Figure 78.

Premièrement, on doit graver la partie de la couche de SiO_2 qui couvre des contacts type p et type n. Les 500 nm de SiO_2 sont ouverts en utilisant comme masque 40 nm de Ni. Le Ni est structuré en le gravant avec un plasma d'argon à travers un masque de PMMA obtenu par lithographie électronique. Quant à la couche SiO_2, elle est gravée comme précédemment en RIE avec une recette à base de SF_6/CHF_3. Finalement, la couche de Ni est enlevée entièrement par une solution d'acide nitrique HNO_3. La Figure 79 montre l'image MEB du modulateur après l'ouverture pour des vias électriques. On peut observer que le dispositif est bien protégé par une couche d'encapsulation et est ouvert seulement sur les deux côtés de contact.

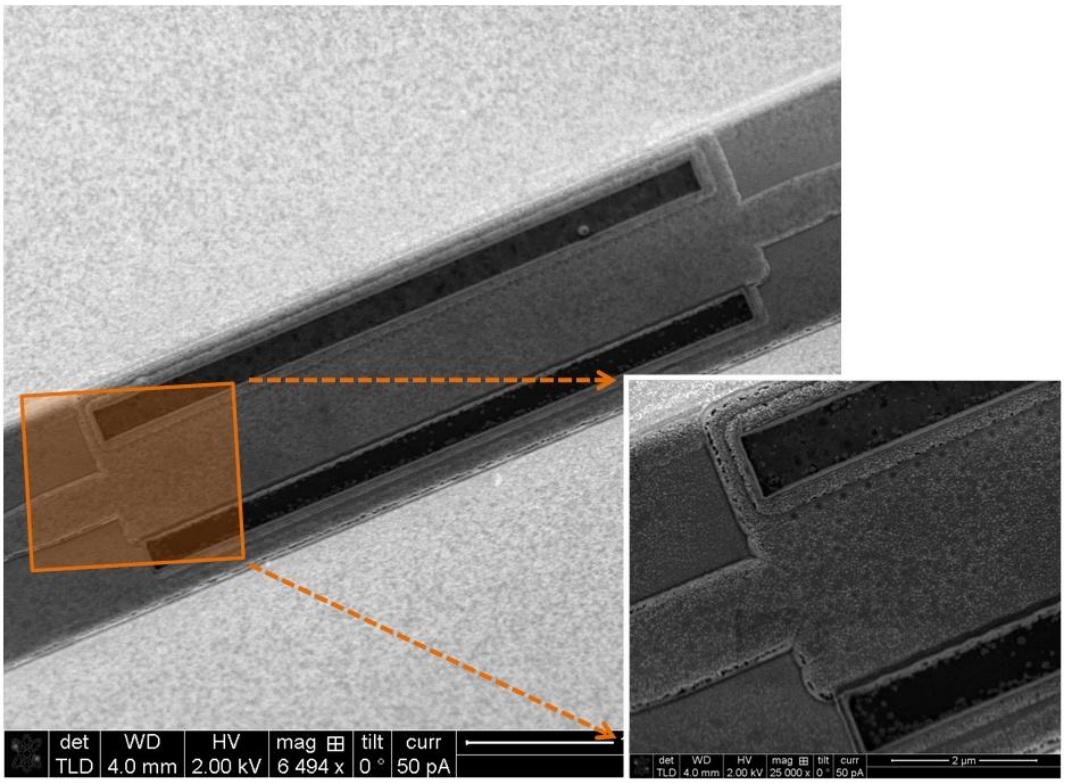


Figure 79: Modulateur après l'ouverture pour des vias électriques observé par le MEB

4.3.4 Niveau 8 : Déposition des vias électriques

On termine la fabrication du modulateur par la dernière étape : la métallisation des vias électriques. La technique est exactement la même que pour les autres niveaux de dépôt métallique, avec la technique du lift-off. On dépose ici une bicouche de Ti/Au (20nm/200nm), sous un angle de 30°C en choisissant l'orientation du dépôt parallèle au guide d'onde pour bien éviter de relier les contact type p et type n du modulateur. La Figure 80 montre à la fin une vue très générale de l'échantillon final prise par un microscope optique.

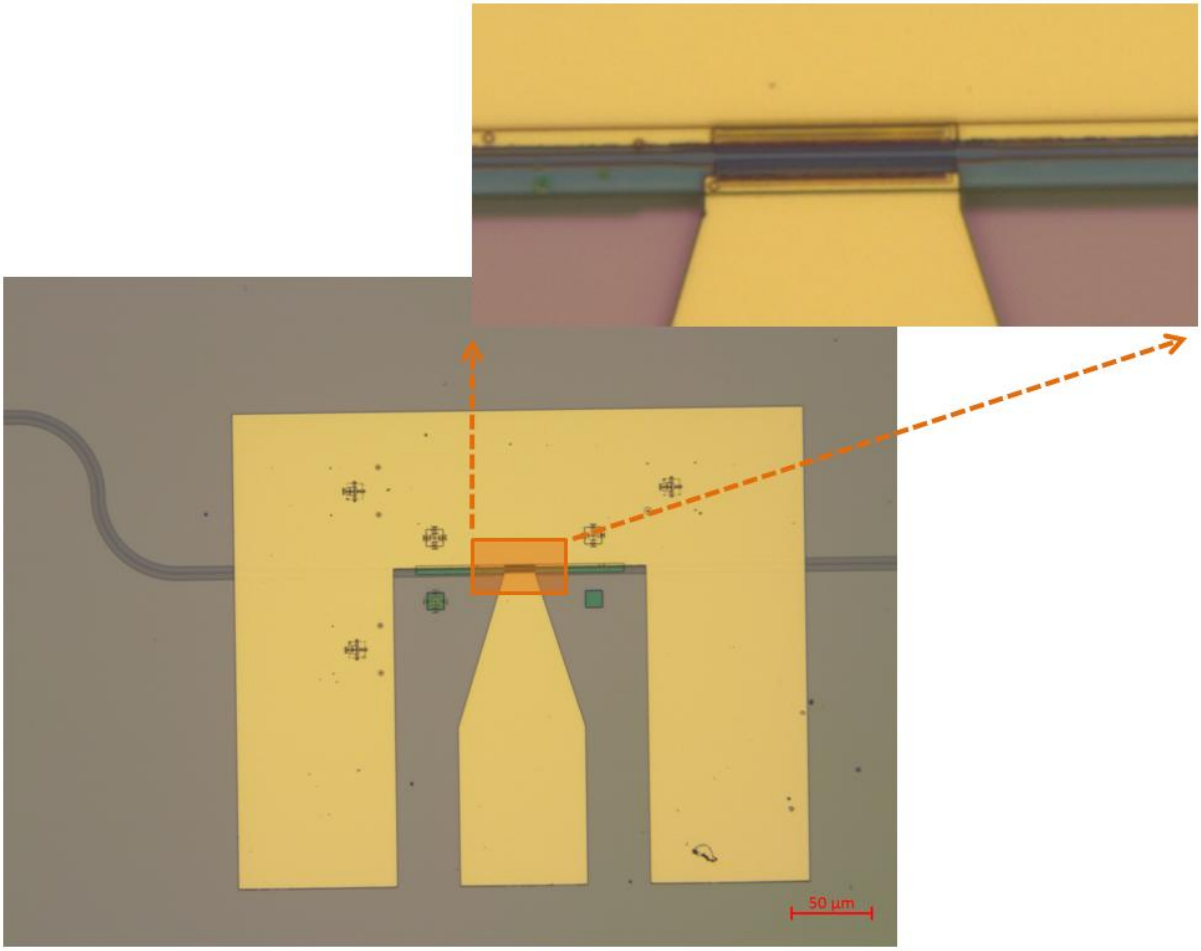


Figure 80: Echantillon final observé par microscopie optique

5 Conclusion

En résumé, nous avons présenté dans ce chapitre l'enchainement technologique permettant la fabrication de structures hybrides de cristaux photoniques III-V sur des guides d'onde de Si. Pendant la période de fabrication, beaucoup de procédés ont été améliorés au fur et à mesure, nous permettant d'obtenir le résultat souhaité. Bien qu'il s'agisse ici, d'un enchainement de procédés de fabrication complexe, nous avons atteint aujourd'hui une méthode de fabrication mature et reproductible pour la réalisation de composants hybrides III-V sur SOI à cristaux photoniques intégrés en guide d'onde.

6 Bibliographie

1. G. Roelkens, B. Batalliou, J. Brouckaert, F. Van Laere, D. Van Thourhout, and R. Baets, “Adhesive bonding of III-V dies to processed SOI using BCB for photonic applications”, *Electrochemical Society Transactions*, Vol. 3, issue 6, 321-326, 2006
2. G. Roelkens, D. Van Thourhout, and R. Baets, “Ultra-thin benzocyclobutene bonding of III-V dies onto SOI substrate”, *Electronics Letters*, Vol. 41, No. 9, 2005
3. S. Assefa, G. S. Petrich, L. A. Kolodziejski, M. K. Mondol, and H. I. Smith, “Fabrication of photonic crystal waveguides composed of a square lattice of dielectric rods,” The 48th International Conference on Electron, Ion, and Photon Beam Technology and Nanofabrication, Vol. 22, No. 6, pp. 3363–3365, 2004.
4. S. Bouchoule, S. Azouigui, S. Guilet, G. Patriarche, L. Largeau, A. Martinez, L. Le Gratiet, A. Lemaitreanf F. Lelarge, “Anisotropic and Smooth Inductively Coupled Plasma (ICP) Etching of III-V Laser Waveguides using HBr-O2 Chemistry”, *J. Electrochem. Soc.*, Vol. 155, issue 10, pp. H778-H785, 2008.
5. S. Hwang, J. Shim and Y. Eo, « Ohmic contacts of Pd/Zn/M (=Pd or Pt)/Au to p-type InP », *Journal of the Korean Physical Society*, Vol. 46, No. 4, pp. 751-755, 2005
6. Guillaume Crosnier, Thèse « Nanodiodes laser hybrides InP sur Silicium injectées électriquement », Sorbonne Paris Cité 2015.
7. G. Crosnier, A. Bazin, V. Ardizzone, P. Monnier, R. Raj, and F. Raineri, « Subduing surface recombination for continuous-wave operation of photonic crystal nanolasers integrated on Silicon waveguides”, *Optics Express*, Vol. 23, No. 21, 2015

Chapitre IV : Caractérisation

1 Caractérisation du cristal photonique III-V sur SOI : photoluminescence

Lors de la fabrication du cristal photonique (CP) dans la membrane de III-V, plusieurs paramètres liés aux techniques d'insolation électronique et de gravure peuvent créer des modifications entre les dimensions du CP visées au départ et les dimensions finales. Comme la taille et la position des trous sont des paramètres clefs pour les propriétés spectrales des CP à ondes lentes, nous avons choisi d'effectuer une première étape de calibration technologique, en mesurant la photoluminescence des structures pompées par la surface. En effet la présence du CP influence les spectres de luminescence, et permet de remonter à sa réponse spectrale.

Les échantillons de test comportent des membranes de III-V collées sur le substrat SOI. La fabrication est arrêtée après l'étape de gravure du cristal photonique (Figure 81). Plusieurs structures sont réalisées sur l'échantillon. Les paramètres du cristal photonique comprenant le paramètre de maille a, le rayon de trou r, le rayon de trou de première rangée r_1, le décalage de la première rangée de trou $s_1$varient entre les différentes structures par pas de 2.5 nm.

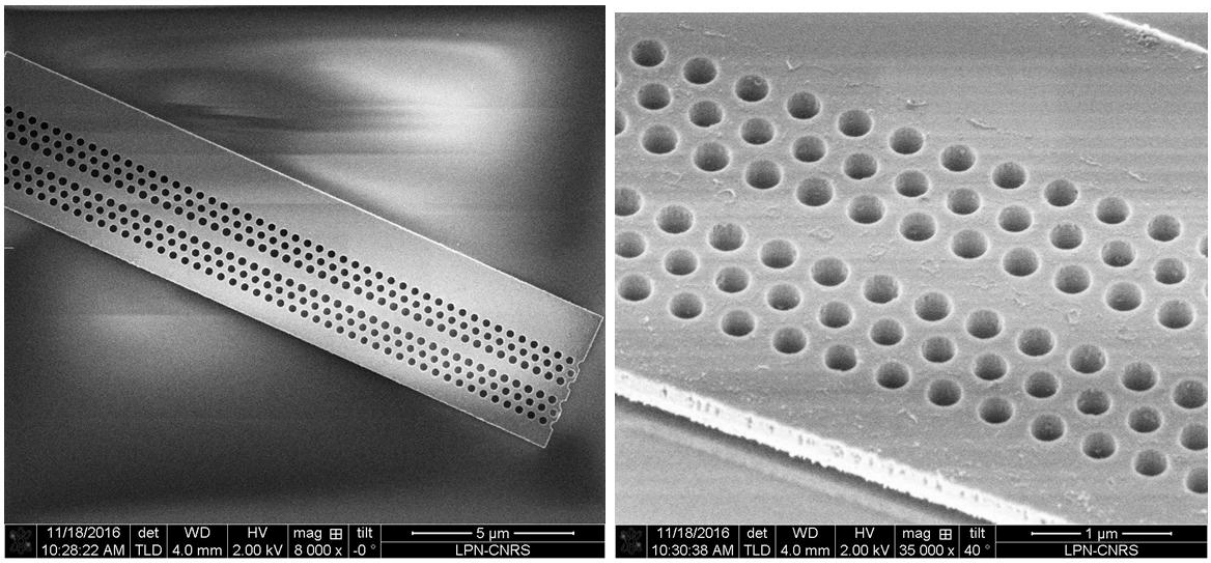


Figure 81: Echantillon de test pour la mesure de photoluminescence: vue des cristaux photoniques dans la membrane III-V observés par MEB

1.1 Description du banc de caractérisation de photoluminescence (PL)

Le dispositif est pompé optiquement par la surface par une diode laser à la longueur d'onde de 1180 nm. Le faisceau pompe est envoyé sur un miroir dichroïque et est réfléchi vers l'échantillon. Un objectif infrarouge Mitutoyo (f = 200 mm, N.A. = 0.26) est utilisé pour concentrer le faisceau sur le dispositif jusqu'à une taille de spot d'environ 20 à 30 µm^2 (Figure 82).

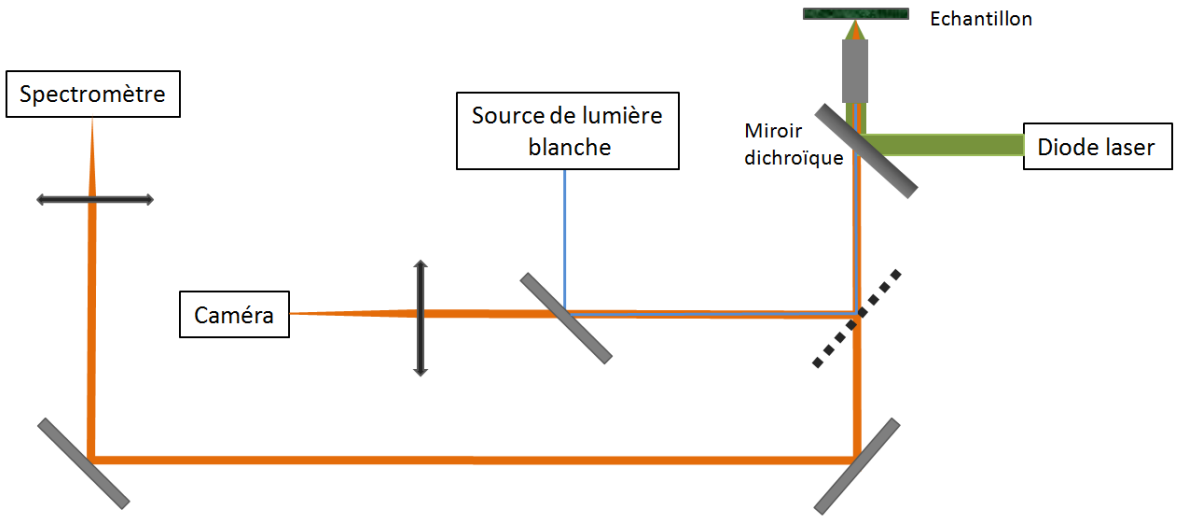


Figure 82: Représentation schématique du banc de caractérisation de photoluminescence par pompage optique

La photoluminescence (PL) émise par l'échantillon passe par le même chemin optique que le faisceau de la pompe, mais est transmise par le miroir dichroïque. La lumière est ensuite envoyée vers un spectromètre et mesurée par une barette dedétecteurs InGaAs refroidis d'efficacité quantique η près de 70%. La résolution spectrale avec ce spectromètre est d'environ 0.06 nm.

1.2 Résultat de caractérisation

Sur la Figure 83(a) est reporté un exemple du spectre d'émission sous pompage optique d'un dispositif sur l'échantillon. Les paramètres du cristal photonique sur le fichier de codage des masques sont: un paramètre de maille a de 375 nm, le rayon du trou r de 120 nm, sauf dans la première rangée où le rayon du trou $r_1$est de 130 nm. Les première et deuxième rangées sont décalées du réseau idéal respectivement de $s_1 = 17.5\,nm$ et $s_2 = 20\,nm$. La structure de bande théorique et l'indice du group sont représentés en Figure 83(b-c). Sur la mesure de PL on observe un pic très fin autour de 1597 nm. Ce pic est attribué au bord de bande du cristal photonique, là où la vitesse de groupe augmente de manière drastique. En effet, l'onde est ralentie dans cette région et l'interaction entre la lumière et le matériau actif III-V est renforcée, cela induit une intensité de photoluminescence très importante. Ce pic apparaît en bord de zone de Brillouin ($k = \pi/a$). Ainsi aux longueurs d'onde supérieures, on rentre dans la zone de la bande interdite ce qui se traduit par une décroissance de l'intensité mesurée quand la longueur d'onde est plus grande que 1600 nm.

D'après les simulations (FDTD-Lumerical), le bord de bande devrait se trouver à 1573 nm alors que le pic de PL apparait à la longueur d'onde 1597 nm. On observe donc un décalage d'environ 24 nm de longueur

d'onde, attribué à la différence entre les dimensions du cristal photoniques utilisées sur le fichier de codage des masques, et les dimensions réelles sur l'échantillon fabriquées, suite aux étapes d'insolation électronique et de gravure.

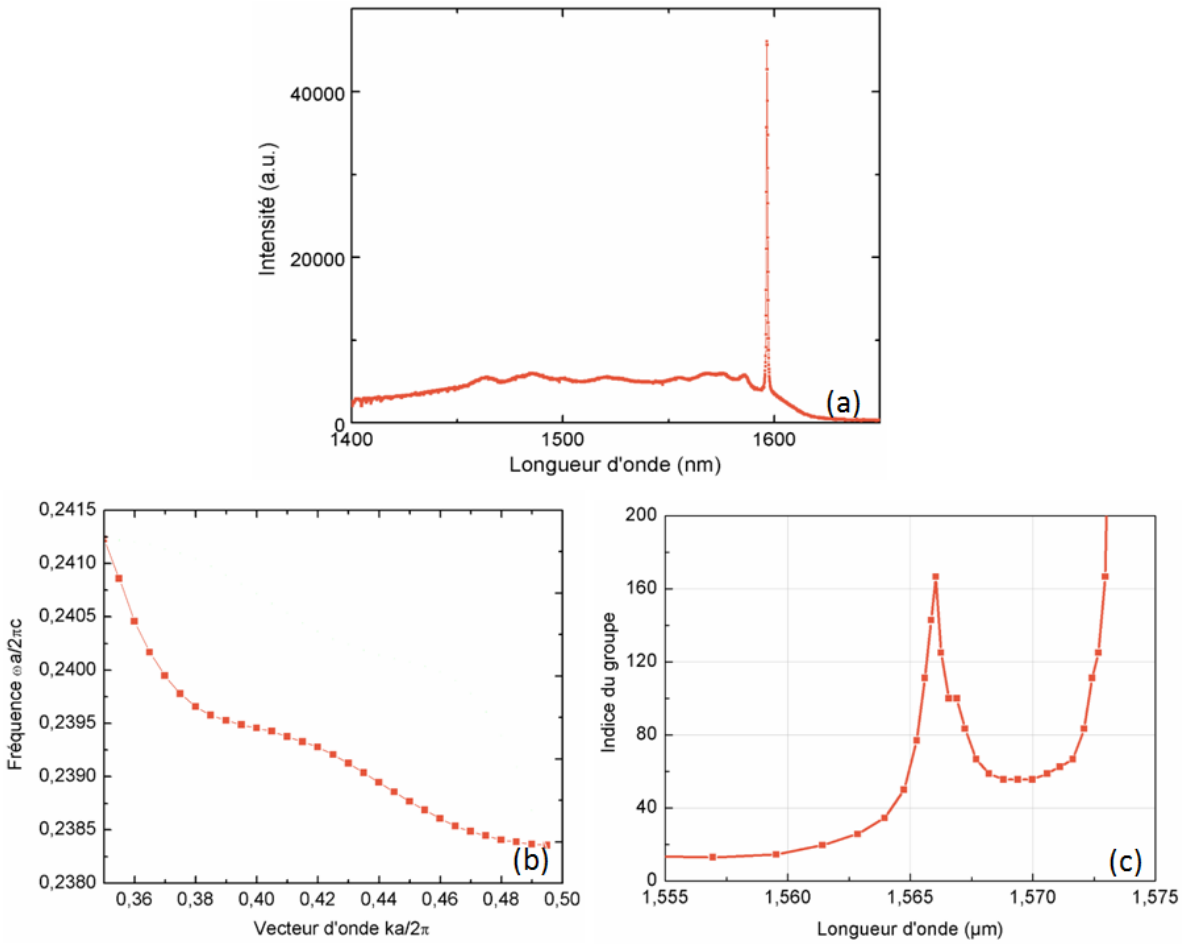


Figure 83: (a) Photoluminescence, (b) Structure de la bande simulée et (c) Indice du group simulé du dispositif

Cette mesure de PL a été effectuée sur plusieurs structures avec différents paramètres du cristal photonique (Figure 84). Dans la structure de référence, le paramètre de maille a est de 375 nm et le rayon des trous r est de 120 nm, sauf dans la première rangée bordant le guide d'onde où le rayon du trou r_1 est de 130 nm. La première rangée et la deuxième rangée en bordure du guide sont décalées du réseau idéal respectivement de $s_1 = 0$ et $s_2 = 20\,nm$. Nous faisons successivement varier chacun de ces paramètres par un pas de 2.5 nm en gardant fixés les autres paramètres.

Nous pouvons constater que le pic de PL est décalé vers des longueurs d'onde plus grandes (fréquences normalisées plus petites) quand r et r_1 diminuent ou quand a et s_1 augmentent. Ceci cohérent avec les résultats théoriques obtenus lors de la conception du cristal photonique dans la Chapitre II. En effet, dans ces cas (diminution de r et r_1 ou augmentation de a et s_1), le volume de matériau III-V augmente et le volume de silice dans les trous diminue, ainsi l'indice effectif moyen augmente, et la courbe de dispersion est décalée vers les longueurs d'onde plus grandes.

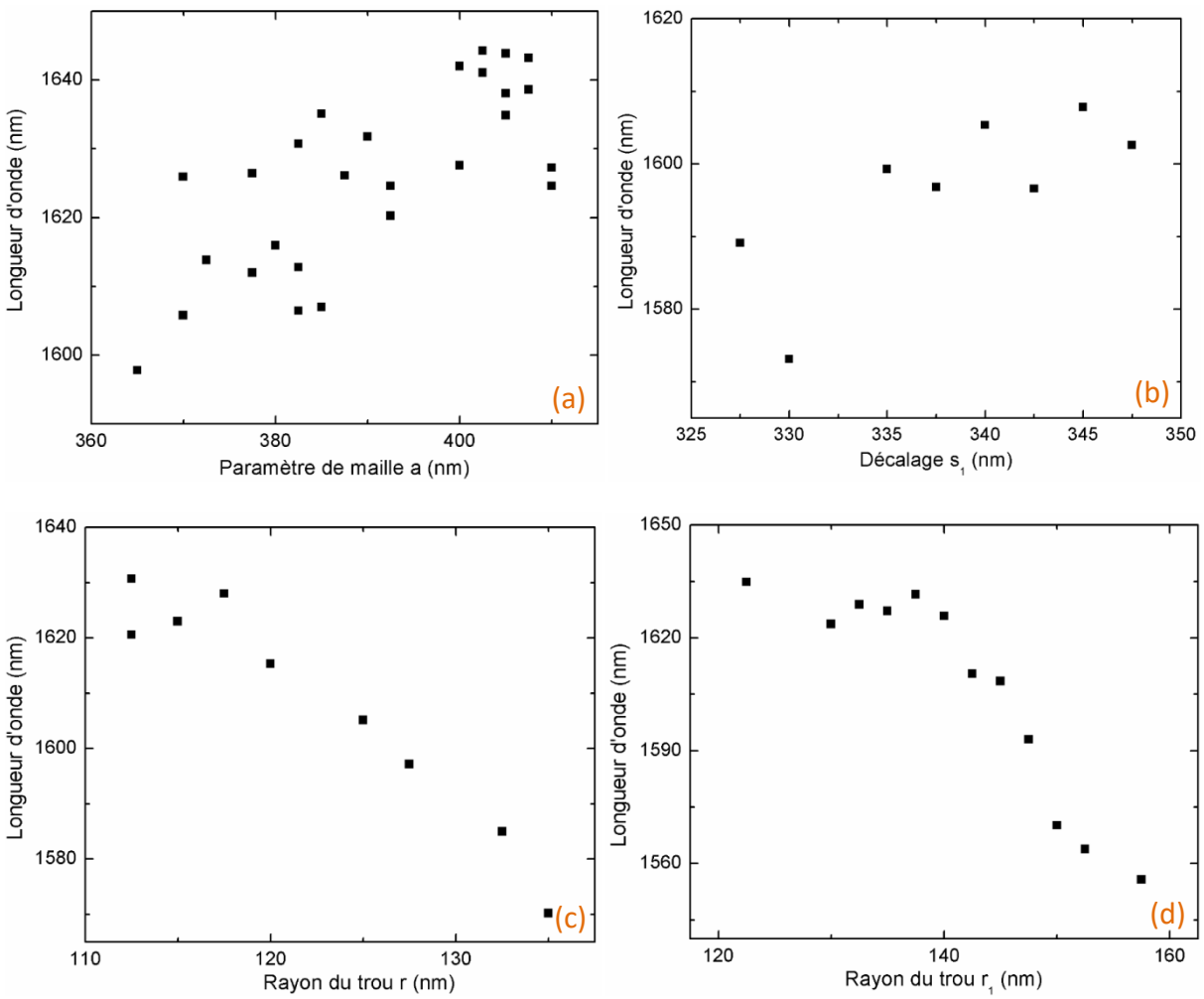


Figure 84: Evolution du pic de photoluminescence en fonction de différent paramètre : (a) paramètre de maille a, (b) décalage s_1, (c) rayon du trou r et (d) rayon du trou de premier rangé r_1

En conclusion, ces mesures de PL des membranes à cristaux photoniques nous ont permis de vérifier la cohérence entre simulation et fabrication, en évaluant la longueur d'onde du bord de bande du mode du guide W1 modifié. De plus elles nous ont permis de calibrer la technologie utilisée, où un décalage en longueur d'onde d'environ 24 nm est obtenu entre les simulations et les résultats expérimentaux, dû aux différences entre les dimensions des structures simulées et fabriquées. Ce décalage sera pris en compte lors de la fabrication des composants complets.

Après avoir vérifié l'influence de la conception du cristal photonique sur le mode guidé du cristal photonique, le deuxième point à valider expérimentalement concerne la caractérisation de l'électro-absorption dans la région active III-V. Ces deux éléments (onde lente et Effet Start Confiné Quantiquement) doivent en effet être combinés pour obtenir un modulateur à électro-absorption efficace.

2 Caractérisation de l'ESCQ : diode à illumination par la surface

L'effet Stark confiné quantiquement (ESCQ) dans la membrane III-V est caractérisé par des mesures de photocourant dans une diode à illumination par la surface.

Ces diodes sont fabriquées sur le même échantillon que les composants intégrés, en utilisant le même enchainement technologique. La diode a un diamètre de 50 µm. Elle est représentée schématiquement sur la Figure 85(a), tandis qu'une image en microscopie optique est donnée sur la Figure 85(b). Les électrodes dessinées permettent d'utiliser des sondes Ground-Signal-Ground (GSG) pour appliquer le champ électrique perpendiculairement aux puits quantiques, par l'intermédiaire des régions dopées.

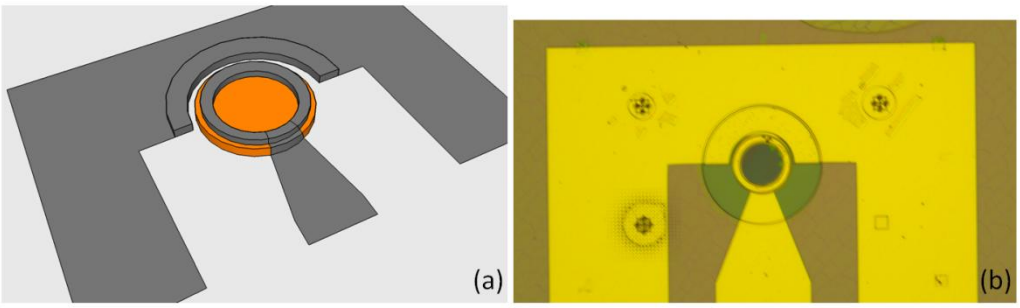


Figure 85: (a) Représentation schématique et (b) Photographie au microscope optique d'une diode circulaire simple

La lumière est injectée au centre de la diode. Elle peut être absorbée dans les différentes régions traversées (région dopée supérieure, région intrinsèque contenant les puits quantiques, région dopée inférieure), mais seuls les porteurs générés dans la région intrinsèque contribuent au photocourant mesuré. Ainsi, cette méthode est seulement sensible à l'absorption de la région active et on peut éliminer des absorptions des autres couches comme le substrat ou la couche d'encapsulation, etc.

2.1 Description du banc de caractérisation

Le banc de caractérisation pour la mesure de photocourant est reporté sur la Figure 86. La lumière issue d'une source accordable Yenista TUNICS T100S accordable de $1520\ nm$ à $1620\ nm$ est injectée par la surface de l'échantillon grâce à une fibre optique. La puissance de la source laser est de $0.5\ mW$. Une sourcemètre électrique continue (Keithley 2400) est utilisée pour appliquer la tension sur la diode et mesurer le photo-courant simultanément le courant électrique. Une sonde GSG est utilisée pour appliquer la tension sur le composant. La source de tension est connectée à l'ordinateur par bus GPIB. La mesure est automatisée sous LabVIEW pour obtenir le courant en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de tension appliquée. Cette automatisation nous permet de contrôler tous les appareils depuis un seul ordinateur et d'acquérir des mesures simplement et rapidement. Le courant d'obscurité de la photodiode doit ensuite être soustrait pour en déduire les spectres de photocourant en fonction de la tension appliquée.

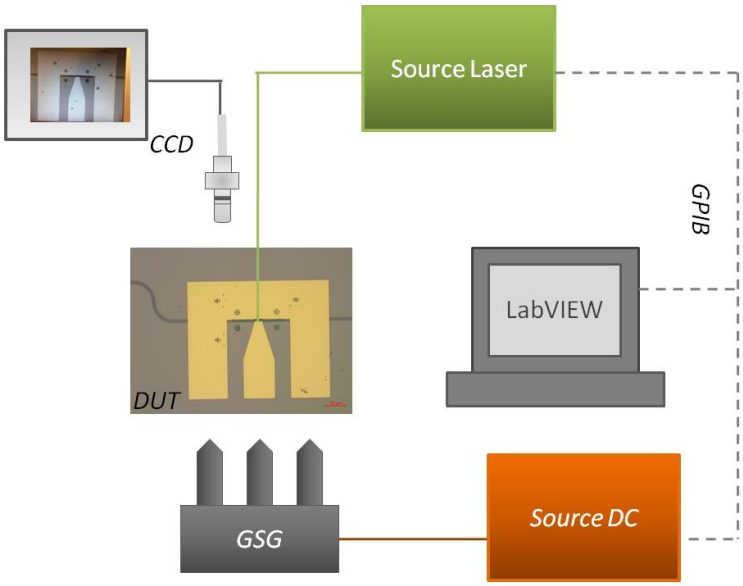


Figure 86: Représentation schématique du banc de caractérisation de photo-courant par illumination par la surface

2.2 Résultats de caractérisation

Le spectre de photocourant en fonction de la tension appliquée est reporté sur la Figure 87.

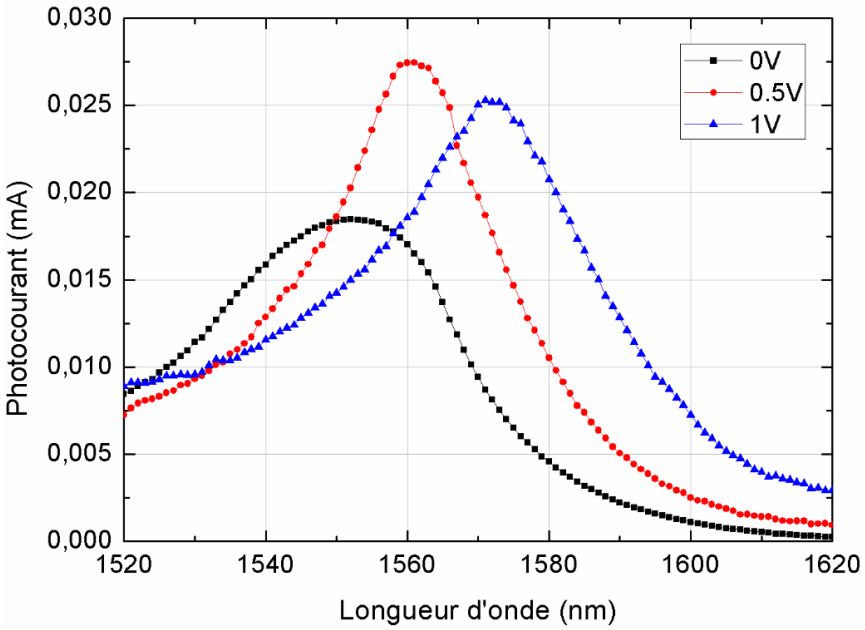


Figure 87: Spectre de photocourant pour de différentes tensions inverses appliquées

Dans les résultats reportés en Figure 87 on note tout d'abord une augmentation globale du photocourant entre 0 et 0.5V. Ce comportement est usuel dans les mesures de photodiode, et signifie qu'à 0V la zone de charge d'espace ne recouvre pas totalement la région « intrinsèque » de la diode à 0V.

La seconde observation est que sans la tension appliquée (V=0), le bord de bande d'absorption de la structure se situe vers 1570 nm. Pour une polarisation inverse de 0.5V et de 1V, le bord de bande d'absorption est décalé vers les plus grandes longueurs d'onde, ce qui est une caractéristique de l'ESCQ. A noter que pour cette tension, le champ électrique peut être estimé autour de 50 kV/cm.

Enfin, la seconde caractéristique de l'ESCQ est la décroissance de l'absorption liée au pic excitonique lors de l'augmentation du champ électrique, dû à une diminution du recouvrement des fonctions d'onde de l'électron et du trou. Cette décroissance est clairement mise en évidence entre 0.5 et 1V.

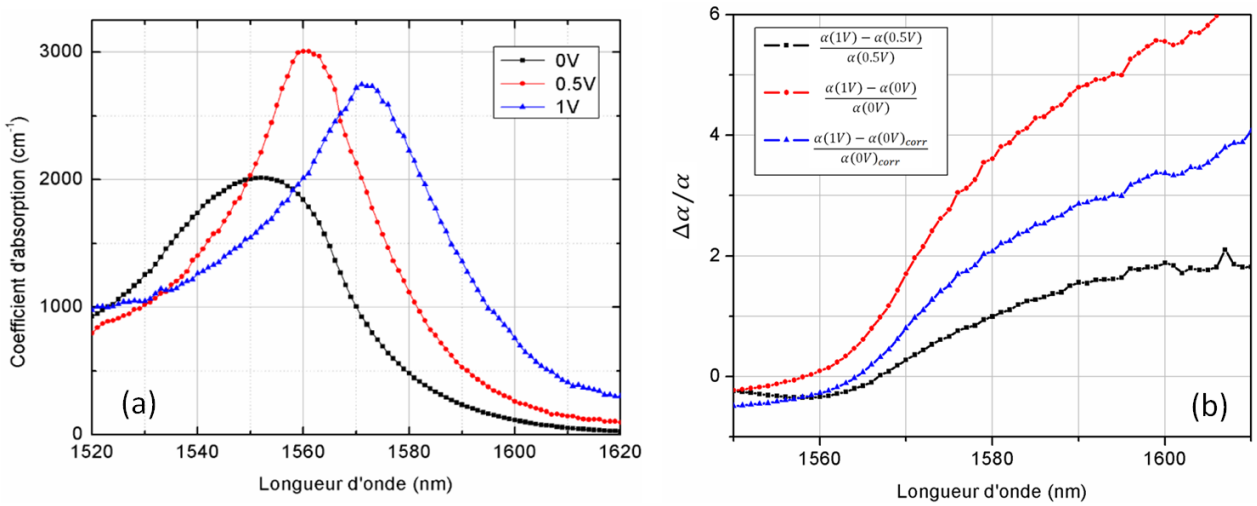


Figure 88: (a) Coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde et de la tension appliquée, et (b) Figure de mérite $\Delta(\alpha)/\alpha$ pour différentes tensions appliquées

Outre la mise en évidence de l'ESCQ, ces mesures permettent une évaluation du coefficient d'absorption du matériau en fonction de la longueur d'onde et de la tension appliquée (Figure 88(a)) et du facteur de mérite $\Delta(\alpha)/\alpha$ (Figure 88(b)). Ce facteur de mérite, caractéristique des modulateurs à électro-absorption, permet d'évaluer les longueurs d'onde pour lesquelles la structure est utilisable de manière pratique pour la modulation optique. En effet une grande variation d'absorption est obtenue par exemple aux longueurs d'onde entre 1560 et 1580 nm, mais dans cette gamme spectrale, les valeurs du coefficient d'absorption à 0V empêchent l'utilisation de ces structures pour réaliser un modulateur optique, à cause des pertes optiques qui seraient trop grandes, même dans l'état passant. Ainsi le facteur $\Delta(\alpha)/\alpha$ permet d'évaluer le compromis entre fort taux d'extinction et faibles pertes d'insertion du modulateur. Ce paramètre peut être évalué pour différentes variations de la tension appliquée, de 0.5 à 1V ou de 0V à 1V. De plus pour l'évaluation de ce paramètre, une correction sur les mesures de photocourant à 0V a également été effectuée, de manière à estimer de façon plus correcte le coefficient d'absorption à 0V, malgré la limitation de la zone de charge d'espace à 0V qui empêche la collection de tous les porteurs photo-générés.

Un facteur $\Delta(\alpha)/\alpha$ supérieur ou égal à 3 permet d'assurer de bonnes performances en terme de modulation optique. D'après la Figure 88(b), le facteur $\Delta(\alpha)/\alpha$ atteint une valeur égale à 2 pour une tension variant entre 0.5 et 1V, et plus de 3 entre 0 et 1V au-delà de 1590 nm, en prenant en compte la correction sur la mesure du coefficient d'absorption à 0V.

En conclusion, des mesures de photocourant sur une diode à illumination par la surface ont permis de caractériser l'ESCQ de la plaque III-V. Les deux principales caractéristiques de l'ESCQ (décalage du bord de bande d'absorption et diminution du pic excitonique suite à l'application d'un champ électrique) ont été observées, permettant de valider les choix technologiques qui ont été effectués, validant notamment la prise de contacts électriques sur la membrane III-V collée sur silicium.

Enfin l'analyse du coefficient d'absorption et du facteur de mérite $\Delta(\alpha)/\alpha$ a permis de mettre en évidence que la gamme de longueur d'onde la plus appropriée pour le fonctionnement du modulateur en terme de compromis entre taux d'extinction et pertes d'insertion se situe entre 1590 et 1620 nm.

3 Composants intégrés en guide d'onde

Finalement des composants hybrides à cristaux photoniques III-V sur SOI, intégrés en guide d'onde, ont été fabriqués et caractérisés.

3.1 Caractérisation I-V

La première étape du processus de caractérisation des modulateurs optiques consiste à mesurer la caractéristique courant-tension I(V) de chacune des diodes. Cette étape est fondamentale pour éliminer les structures présentant des problèmes (court-circuits, circuits ouverts).

La Figure 89 représente un exemple des mesures I-V obtenues pour deux dispositifs sur un même échantillon. La caractéristique courant-tension de cet échantillon fait apparaitre une bonne caractéristique I(V) de diode avec un courant inverse inférieur à 1.5 µA, correspond à une densité surfacique du courant de 0.076 A/cm^2.

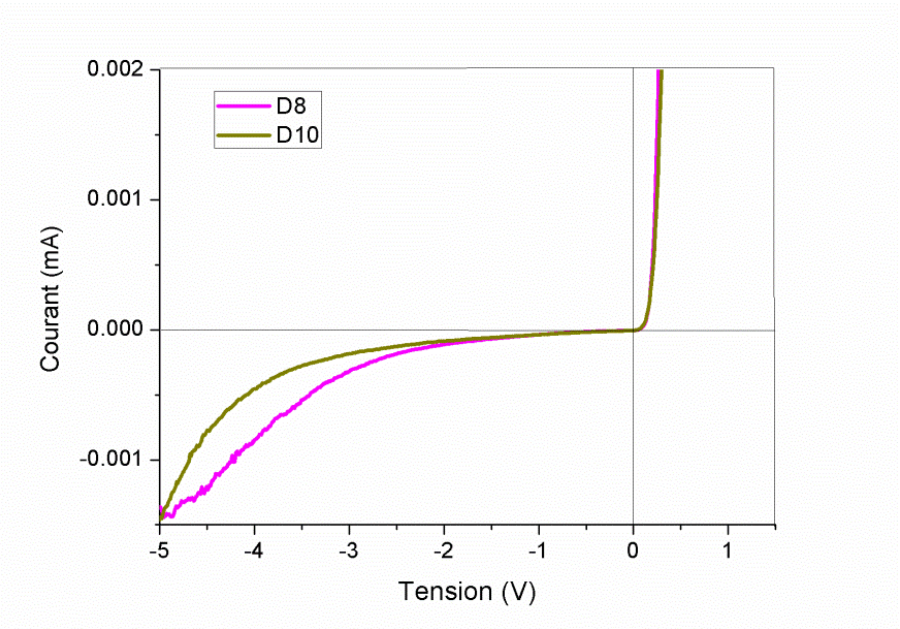


Figure 89: Caractérisation I-V pour des dispositifs sur l'échantillon E10

3.2 Mesure du photocourant en configuration guide d'onde

Par la suite, des mesures de photocourant ont été effectuées pour mesurer l'absorption de la lumière dans la région active du modulateur, et pour mesurer l'effet Stark lorsque la tension appliquée varie. Le banc de mesure est représenté Figure 90. A présent la lumière est injectée directement par la facette de l'échantillon dans le guide ruban SOI grâce à une fibre optique lentillée. Un contrôleur de polarisation est utilisé pour assurer un couplage dans le mode TE. Des systèmes piézo-électriques sont utilisées pour bien contrôler la position de la fibre suivant les trois directions de l'espace afin d'optimiser le couplage entre la fibre et le guide d'onde du Si.

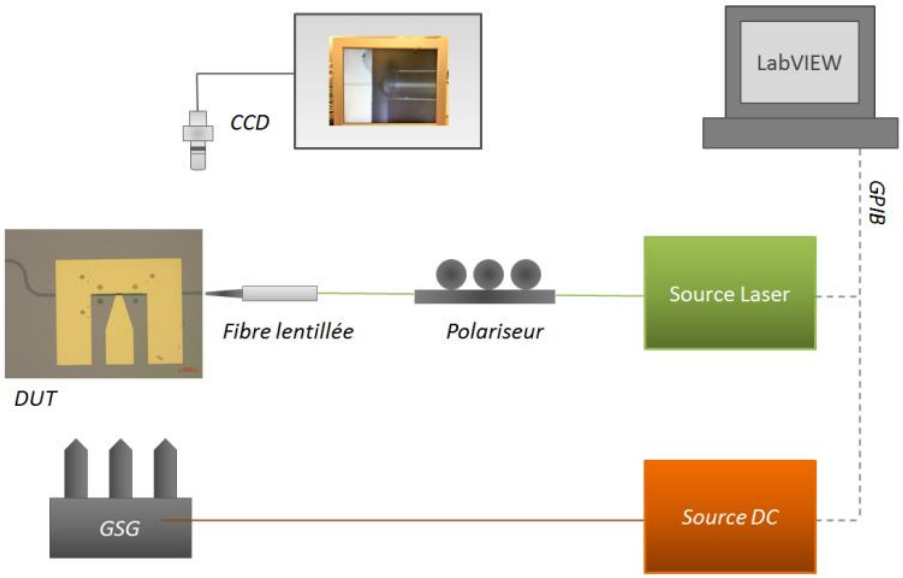


Figure 90: Représentation schématique du banc de caractérisation de photo-courant en configuration guide d'onde

Le photocourant est mesuré à température ambiante sur les 19 structures fabriquées sur la première génération de composants pour différentes valeurs de la tension inverse appliquée. La Figure 91 montre un exemple de la spectre du photo-courant mesuré sur un dispositif D10. Les paramètres du cristal photonique de ce dispositif sur le fichier de codage des masques sont : un paramètre de maille a de 365 nm, le rayon du trou r de 135 nm, sauf dans la première rangée où le rayon du trou $r_1$est de 130 nm. Les première et deuxième rangées sont décalées du réseau idéal respectivement de $s_1 = 0\ nm$ et $s_2 = 20\ nm$.

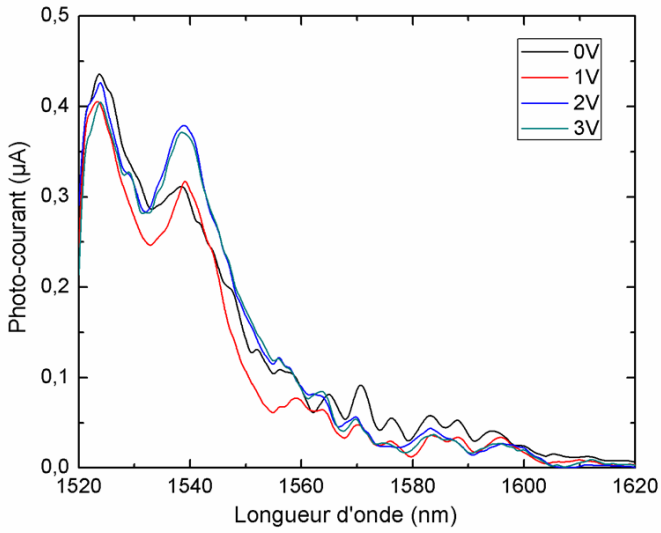


Figure 91: Spectre du photo-courant mesuré sur le dispositif D10

En comparant la mesure reportée sur la **Figure 91** et celle de la caractérisation de l'ESCQ sur les diodes à l'illumination par la surface, l'augmentation du photocourant aux longueurs d'onde inférieure à 1550 nm ne correspond pas au bord de bande d'absorption du matériau III-V, et peut donc vraisemblalement s'expliquer par l'influence du cristal photonique, dont le bord de bande interdite se situerait vers 1550 nm. Dans cet exemple l'onde lente qui nous intéresse se situerait donc aux longueurs d'onde inférieures à 1550 nm, qui n'est pas la bonne gamme spectrale pour l'ESCQ. Effectivement lorsque la tension appliquée varie, il n'y a pas de variation notable du spectre de photocourant.

Malgré les variantes réalisées sur le masque lors de la fabrication de ce jeu de composants, le même type de comportement a été observé sur l'ensemble des structures qui ont pu être caractérisées. A titre d'exemple, plusieurs caractérisations sont reportées sur la **Figure 92**, pour différentes caractéristiques du cristal photonique. Plus précisément dans ce cas c'est la valeur de r (le rayon des trous) qui varie. L'influence de ce paramètre sur les spectres de photocourant mesurés est mise en évidence, avec un pic sur le photocourant pouvant correspondre à la présence d'ondes lentes dans le cristal photonique (marquée en orange sur les figures expérimentales) variant de 1520 à 1560 nm pour r variant de 135 à 120 nm. Le décalage vers les plus grandes longueurs du bord de bande du mode du guide W1 modifié lorsque r diminue coïncide bien avec les prévisions théoriques, mais malheureusement dans tous les cas les longueurs d'onde atteintent ne coïncident pas avec les longueurs d'onde intéressantes pour l'ESCQ (au dessus de 1590 nm), qui se trouvent au final dans la bande interdite du cristal photonique.

Ainsi la première génération de composants intégrés en guide d'onde a permis de valider la technologie mise en place pendant cette thèse pour la réalisation des composants complets, mais les composants qui ont pû être caractérisés ont mis en évidence un décalage en longueur d'onde entre la région spectrale intéressante pour l'ESCQ et le mode lent du cristal photonique. La fabrication d'une seconde génération de composants intégrés a débuté à la fin de cette thèse, en adaptant les paramètres du cristal photonique afin de bien obtenir le mode lent à 1580 nm. Les résultats sont attendus dans les mois qui viennent.

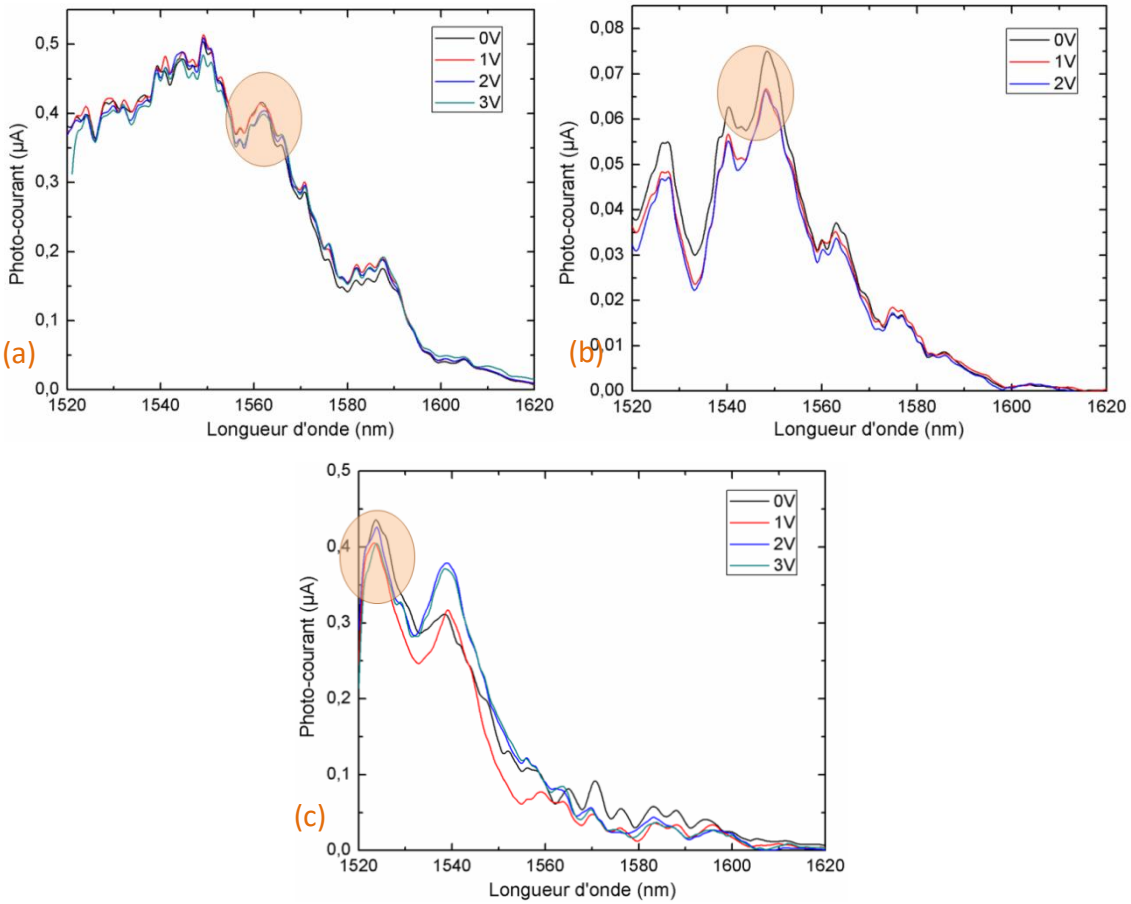


Figure 92: Spectre du photo-courant mesuré sur (a) dispositif D7 ($r = 120\ nm$), (b) Dispositif D8 ($r = 125\ nm$) et (c) dispositif D10 ($r = 135\ nm$)

4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons détaillé l'ensemble des méthodes de caractérisation et les résultats obtenus à la fois sur des diodes à illumination par la surface et sur les composants hybrides à cristaux photoniques intégrés en guide d'onde, en III-V sur SOI.

Les diodes à illumination par la surface ont permis de caractériser l'ESCQ sur membrane III-V reporté sur SOI et de valider la technologie mise en place dans le cadre de la thèse.

Concernant les composants intégrés en guide d'onde, l'effet de photodétection a été mis en évidence. Malheureusement le désaccord en longueur d'onde entre l'onde lente du cristal photonique et l'effet Stark Confiné Quantiquement n'a pas permis pour l'instant la démonstration de modulateur optique efficace. La fabrication de nouveaux échantillons a débuté pour la démonstration de composants performants et ultra-compacts.

Chapitre V : Conclusion et perspectives

Parmi les défis majeurs dans le développement de la photonique sur silicium, la réduction de la consommation électrique du modulateur est un point crucial. De plus, l'intégration des composants actifs dans une seule plateforme technologique est une difficulté à surmonter pour leur utilisation dans les futurs systèmes de communications optiques. L'intégration hétérogène des semiconducteurs III-V sur Silicium a permis le développement de source laser intégrées compatible CMOS. L'utilisation d'une telle technologie pour la fabrication de modulateurs électro-optiques et de photodétecteurs est parfaitement envisageable

Pour réduire de manière drastique la consommation de ces composants, mon sujet de thèse a porté plus particulièrement sur l'utilisation de cristaux photoniques pour ralentir la lumière dans des matériaux III-V reportés sur silicium, dans le but d'obtenir des modulateurs optiques ultra-compacts, à faible consommation électrique.

Le chapitre II a porté sur la conception du modulateur, et sur la définition du schéma d'intégration le plus prometteur, afin de maximiser les performances du modulateur. De manière pratique, les structures hybrides ont été étudiées numériquement par FDTD. Ceci nous a permis notamment de prendre en compte l'influence du coefficient d'absorption des matériaux. Dans un premier temps je me suis attachée à dimensionner le cristal photonique pour obtenir des modes lents sur une largeur spectrale la plus large possible. Ce sont ces modes lents qui conduiront à une réduction remarquable de la taille du dispositif. Ensuite, différentes géométries ont été comparées pour optimiser le couplage entre le guide de Silicium et le guide III-V. Enfin la prise de contacts électriques est étudiée sur ces structures en développant un modèle équivalent petit signal. En conclusion, un modulateur fonctionnant à 15 GHz, présentant un taux d'extinction supérieure à 5 dB sur une gamme spectrale supérieure à 10 nm et pour une longueur de seulement 18.75 µm a pu être conçu.

Le Chapitre III est focalisé sur l'ensemble des masques et l'enchainement des étapes de fabrication développées permettant de réaliser des modulateurs hybrides III-V sur Si à cristal photonique. Ce travail a été effectué principalement dans la salle blanche du C2N-Marcoussis. Il comprend au total six grandes étapes : la gravure du guide ruban Si, le collage de la plaque III-V sur le guide ruban de silicium, les lithographies électroniques et les gravures ICP des cristaux photoniques et du guide ruban de III-V, les dépôts métalliques des contacts électriques P et N, l'encapsulation de l'échantillon par une couche de silice et enfin, l'ouverture et le dépôt des vias électriques en Ti/Au. De nombreux processus clés inhérents à la fabrication des structures hybrides ont été développés ou améliorés au fur et à mesure de l'évolution de la fabrication.

Au cours du Chapitre IV, nous avons présenté les résultats expérimentaux obtenus au cours de cette thèse. Dans la première partie de ce chapitre, l'Effet Stark confiné quantiquement est démontré grâce à la caractérisation d'une diode circulaire à illumination par la surface. Par la suite, la première génération de composants intégrés a été caractérisée par des mesures de photocourant. Ainsi l'effet de photodétection a été mis en évidence. Malheureusement le désaccord en longueur d'onde entre le cristal photonique et l'effet d'électro-absorption n'a pas permis pour l'instant la démonstration de modulateur optique efficace. Une seconde génération de composants est en cours de fabrication, pour la démonstration de composants performants et ultra-compacts.

Les perspectives de ces travaux concernent principalement l'intégration de plusieurs dispositifs actifs sur un même circuit intégré photonique, incluant sources de lasers, modulateurs à électroabsorption et photodétecteurs en utilisant une seule et même technologie.

Enfin d'autre types de modulateurs optiques peuvent présenter des avantages et peuvent être facilement intégrés sur la plateforme développée, en utilisant les mêmes enchainements technologiques :

- Les modulateurs de type Mach Zehnder présentent un chirp réduit en comparaison avec les modulateurs à électro-absorption. Or l'ESCQ s'accompagne d'un effet d'électro-réfraction aux longueurs d'onde supérieure au bord de bande d'absorption, qui peut être utilisé dans les bras d'un interféromètre Mach Zehnder. J'ai donc conçu un tel modulateur optique, et notamment les diviseurs/recombineurs à base de MMI, et j'ai dessiné les masques correspondant. Ces composants seront fabriqués dans la 2nd génération de composants.
- Des structures III-V sur Si à base de cristaux photoniques 1D couplés par ondes évanescentes au guide d'onde SOI sont développés par au laboratoire, pour la réalisation de nanolasers [1] (Figure 1). A la fin de la thèse, j'ai eu l'occasion de caractériser ces structures et de mettre en évidence un effet de modulation optique lors de l'application d'une tension inverse sur la diode. La compréhension du mécanisme mis en œuvre nécessite plus d'investigations, notamment pour comprendre l'influence de l'électroabsorption et/ou de l'électroréfraction sur le couplage optique entre la région III-V et le guide Si. Les performances obtenues restent modestes (de l'ordre de 2 dB de taux d'extinction), mais une meilleure compréhension de l'effet de modulation pourrait permettre la conception de composants avec des performances intéressantes.

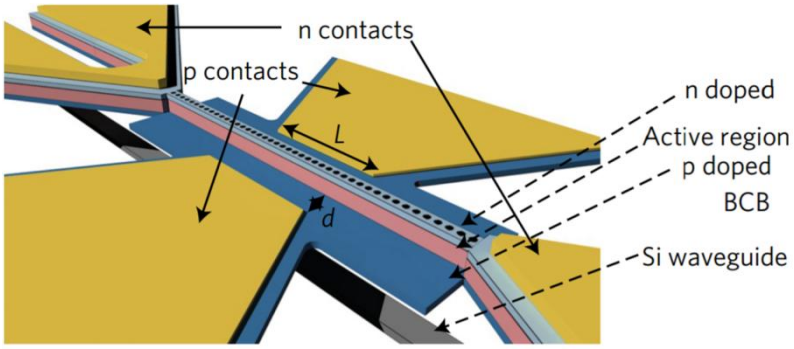


Figure 1: Schéma en 3D représentant un nanolaser rib à CPh 1D avec des contacts électriques [1]

[1] G. Crosnier, D. Sanchez, S. Bouchoule, P. Monnier, G. Beaudoin, I. Sagnes, R. Raj, and F. Raineri, « Hybrid indium phosphide-on-silicon nanolaser diode », *Nature photonics*, Vol. 11, pp. 297-300, 2017.

Liste de figures

Figure 1: Exemple d'un système d'interconnexions optiques 12

Figure 2: (a) Modulateur Mach Zehnder hybride III-V sur Si [23] et (b) Laser Fabry-Perot hybride III-V sur Si [24] 13

Figure 3: Principe général d'un modulateur d'intensité optique 14

Figure 4: (a) Commutateurs à double micro-disque en silicium [43]; (b) Commutateur thermo-optique à résonance Fabry-Pérot avec son image de MEB [45]; et (c) Commutateur thermo-optique 2x2 [44] 16

Figure 5: Structure électrique de modulateur basé sur (a) l'injection, (b) l'accumulation et (c) la déplétion des porteurs 17

Figure 6: Modulateur basé sur l'injection de porteur (a) utilisant un interféromètre Mach-Zehnder [17] et (b) un anneau [49]..... 18

Figure 7: Schéma et image prise par MEB du modulateur Mach-Zehnder de jonction PIPIN basé sur la déplétion [51]..... 19

Figure 8: Schéma du modulateur à micro-disque de jonction PN vertical et sa photo par MEB [52]19

Figure 9: Modulateur SISCAP (SiliconInsulatorSiliconCAPacitor) avec sa configuration Mach-Zehnder [18] 20

Figure 10: Schéma et image prise du MEB du laser en anneau hybride III-V sur Si basé sur l'accumulation [53] 20

Figure 11: Effet Franz-Keldysh : (a) sans champ électrique appliqué et (b) avec champ électrique fort ε appliqué 21

Figure 12: (a) Effet Stark confiné quantiquement et (b) Variation de coefficient d'absorption en fonction du champ électrique appliqué dans une structure à puits quantiques [58] 22

Figure 13: (a) Schéma et (b) Image prise au MEB du modulateur hybride III-V sur Silicium [23] .. 22

Figure 14: (a) Schéma et (b) photographie au MEB du modulateur à QCSE en Ge/SiGe [59] 23

Figure 15: Schéma d'une intégration d'une cavité de nano-beam InP sur un guide d'onde SOI [62]23

Figure 16: Images prises par le microscope optique et le MEB d'un modulateur Mach-Zehnder de silicium [63] 24

Figure 17: (a) Structure complète du modulateur III-V sur SOI, (b) Collage l'empilement de III-V sur la plaque de Si, et (c) structure de cristal photonique dans la multicouche III-V 33

Figure 18: (a) Schéma du modulateur hybride GaAs sur Silicium et (b) Image prise par MEB du modulateur après le collage et le retrait du substrat [5]..... 34

Figure 19: (a) Schéma de la structure hybride de boîte quantique $In_{0.5}Ga_{0.5}As$ intégrée hétéro-épitaxiale sur Si et son image prise par MEB [6], et (b) Schéma de la structure hybride d'AlGaInP graduée sur SiGe/Si et son image prise par MEB [9]..... 35

Figure 20: (a) Image prise par MEB d'une structure hybride de III-V sur Si par un collage direct [11] et (b) Schéma et Image prise par MEB d'une structure hybride de III-V sur Si par un collage métallique [12] 36

Figure 21: (a) Schéma transversal de la structure avec la distribution de mode superposée et (b) la photo prise par MEB de l'échantillon fabriquée pour un laser hybride III-V sur Si par un collage moléculaire [14] 36

Figure 22: Photos prises par MEB de structure hybride III-V sur Si par un collage adhésif de BCB [16] 37

Figure 23: Mécanisme de génération d'onde lente dans des guides d'onde aux cristaux photoniques 38

Figure 24: Différentes méthodes basées sur des perturbations du guide W1 pour optimiser le mode lent en terme d'indice de groupe et de produit indice de groupe x bande passante (GBP) [22]..... 39

Figure 25: Simulation d'une membrane à cristal photonique. Les lignes orange sont les limites de la fenêtre de calcul, les flèches bleues sont des sources dipôles..... 40

Figure 26: Diagramme de bande pour différents nombres de rangées de trous chaque côté, vari de 2 à 7 41

Figure 27: (a) Structure classique venant de [26] avec la couche épaisse au-dessus pour isoler le mode du métal, et (b) notre structure où on déporte le métal sur le côté 42

Figure 28. Membrane III-V de 450 nm d'épaisseur totale. Pour l'optimisation de l'onde lente, le matériau est supposé entouré de silice. 42

Figure 29: paramètres utilisés pour optimiser le cristal photonique: réseau W1 modifié par rapport au réseau idéal 44

Figure 30: Diagramme de bande (à gauche) et indice de groupe (à droite) en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs structures de cristaux photoniques. Les paramètres r, r_1, s_1, s_2 sont illustrés sur la figure 8. 45

Figure 31: (a) Diagramme de bande des deux structures optimisées; (b) Indice de groupe en fonction de la longueur d'onde ; et (c) distribution du champ Ey pour $ng = 20$ (gauche) et $ng = 67$ (droite) pour la Structure 1..... 47

Figure 32: (a) Couplage entre deux guides d'onde d'indice n_1 et n_2, séparés par un matériau d'indice n_c; (b) Vue latérale de la puissance moyenne lors du couplage entre les deux guides d'onde (calcul à l'aide du logiciel FIMMWAVE) 49

Figure 33: Echange de puissance entre deux guides d'onde en fonction de la longueur du taper 51

Figure 34: Schéma du couplage par taper linéaire : la largeur du guide 1 varie linéairement et la largeur du guide 2 reste constante 52

Figure 35: Schéma des super-modes pair « e » et impair « o » à l'entrée, au milieu et à la sortie des deux guides d'onde..... 53

Figure 36: Des étapes calculées afin d'optimiser la structure par le critère d'adiabiticité 54

Figure 37: Collage de l'échantillon de III-V sur la plaque de SOI 55

Figure 38: Echange de puissance optique entre deux guides en fonction de la longueur du guide dans le cas où la SiO_2a une épaisseur de 400 nm (calcul à l'aide du logiciel Fimmwave) 56

Figure 39: Constante de couplage en fonction de l'épaisseur du collage 56

Figure 40: Constante de couplage en fonction de la largeur du guide SOI 57

Figure 41: Indice effectif du premier mode TE du guide SOI et du guide III-V en fonction de leur largeur 58

Figure 42: (a) Taux de transmission en fonction de la longueur du taper; (b) Vue latérale de la puissance optique normalisée au long du taper 59

Figure 43: Taux de transmission en fonction de la longueur du taper dans les 3 cas de variation de la largeur du guide d'onde Si à l'entrée et à la sortie: de 800 nm à 520 nm, de 700 nm à560 nm, et de 650 nm à580 nm 60

Figure 44: Vue latérale de la puissance optique normalisée au long du taper 61

Figure 45: Taux de transmission (dB) en fonction du désalignement entre les deux guides d'onde61

Figure 46: Taux de transmission (dB) en fonction de l'épaisseur de la couche de collage 62

Figure 47: Vue latérale de la puissance optique normalisée au long du taper pour une couche de collage de 50 nm d'épaisseur et de 2.5 µm du taper..... 62

Figure 48: (a) Taux de transmission en fonction de la longueur du taper pour une couche de couplage de 110 nm (50 nm de BCB, 10 nm de SiO_2 et 50 nm de MgF_2), et (b) Vue latérale de la puissance optique normalisée au long du taper pour une longueur de taper de 4µm..... 63

Figure 49: Courbe de dispersion des modes « pair » et « impair » du système couplé, et profils de champs des super-modes correspondant (polarisation TE). Les courbes en noir et en rouge correspondent aux courbes de dispersion des modes des guides séparés en l'absence de couplage 64

Figure 50: Taux de transmission de différentes largeurs du guide SOI : (a) de 650 nm à 600 nm, (b) de 700 nm à 550 nm, et (c) de 800 nm à 400 nm..... 65

Figure 51: (a) Largeur du guide d'onde SOI en fonction de son indice effectif ; (b) Largeur du guide d'onde SOI en fonction de la longueur du taper ; (c) Taux de transmission en fonction de la longueur d'onde ; et (d) Vue latérale de la puissance optique normalisée au long du taper..... 67

Figure 52: Adaptateur de mode entre le guide ruban III-V et le guide à onde lente, permettant une adaptation progressive de l'indice de groupe entre le guide ruban et le mode lent 69

Figure 53: Diagramme de bande de différentes valeurs de s1 (varie de 0 à 25 nm)..... 69

Figure 54: Vue latérale du couplage de la lumière entre le guide ruban de SOI et le guide de cristal photonique de III-V 70

Figure 55: Taux d'extinction (ER) et perte d'insertion (IL) en fonction de la longueur d'onde pour un guide à cristal photonique de 18.75 µm de long 71

Figure 56: (a) Vue de guide d'onde cristal photonique W1 modifié, et (b) circuit électrique équivalent du modulateur 72

Figure 57: (a) Structure pour mesurer les résistances de contact par la technique TLM, et (b) résistance mesurée en fonction de la distance entre des contacts [49] 74

Figure 58: Hétérostructure de semi-conducteur III-V de 410 nm d'épaisseur..... 81

Figure 59: La structure de bande associée de la multicouche active III-V..... 82

Figure 60 : Photoluminescence de la plaque de III-V 56065 82

Figure 61: Processus complet pour la fabrication d'un échantillon 83

Figure 62: (a) Masque GDS pour tous les niveaux de lithographie électronique de l'échantillon, (b) zoom sur un composant, (c) zoom sur le cristal photonique 84

Figure 63: Marques métalliques globales observées par le microscope optique 85

Figure 64: Processus pour la gravure du guide ruban SOI 86

Figure 65: Guides rubans SOI observés par le microscope optique et par le MEB 87

Figure 66: Technique de collage de BCB d'une plaque III-V sur une plaque SOI..... 88

Figure 67: (a) Machine « bonder » SB6e de SUSS MicroTec au LPN et (b) Echantillon après le collage 88

Figure 68: Echantillon après le retrait de substrat (à gauche) et son image MEB en coupe (à droite) 89

Figure 69: Masque GDS pour tous les niveaux de lithographie électronique de composants actifs III-V 90

Figure 70: Processus de la gravure des cristaux photoniques III-V 91

Figure 71:Evolution de la puissance réfléchie grâce à ce suivi laser en fonction du temps..... 92

Figure 72: Structure des cristaux photoniques observée par le microscope optique et par le MEB93

Figure 73: Exemple des échantillons qui ont des problèmes 94

Figure 74: Processus de gravure pour atteindre le contact de fond de la partie cristal photonique et du guide ruban III-V..... 95

Figure 75: Des cristaux photoniques et le guide ruban III-V observés par le MEB..... 96

Figure 76: Dépôt des métaux pour des contacts électriques 97

Figure 77: La structure de cristaux photoniques et des guides rubans de III-V ainsi que des contacts électriques sur les deux cotés observée par le MEB 97

Figure 78: Processus complet pour l'ouverture pour des vias électriques 98

Figure 79: Modulateur après l'ouverture pour des vias électriques observé par le MEB..... 99

Figure 80: Echantillon final observé par microscopie optique 100

Figure 81: Echantillon de test pour la mesure de photoluminescence: vue des cristaux photoniques dans la membrane III-V observés par MEB 103

Figure 82: Représentation schématique du banc de caractérisation de photoluminescence par pompage optique 104

Figure 83: (a) Photoluminescence, (b) Structure de la bande simulée et (c) Indice du group simulé du dispositif 105

Figure 84: Evolution du pic de photoluminescence en fonction de différent paramètre : (a) paramètre de maille a, (b) décalage s_1, (c) rayon du trou r et (d) rayon du trou de premier rangé r_1 106

Figure 85: (a) Représentation schématique et (b) Photographie au microscope optique d'une diode circulaire simple 107

Figure 86: Représentation schématique du banc de caractérisation de photo-courant par illumination par la surface 108

Figure 87: Spectre de photocourant pour de différentes tensions inverses appliquées 108

Figure 88: (a) Coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde et de la tension appliquée, et (b) Figure de mérite $\Delta(\alpha)/\alpha$ pour différentes tensions appliquées 109

Figure 89: Caractérisation I-V pour des dispositifs sur l'échantillon E10 110

Figure 90: Représentation schématique du banc de caractérisation de photo-courant en configuration guide d'onde 111

Figure 91: Spectre du photo-courant mesuré sur le dispositif D10..... 112

Figure 92: Spectre du photo-courant mesuré sur (a) dispositif D7 ($r = 120\ nm$), (b) Dispositif D8 ($r = 125\ nm$) et (c) dispositif D10 ($r = 135\ nm$)..... 113

ÉCOLE DOCTORALE
Physique et ingénierie : électrons, photons, sciences du vivant (EOBE)

Titre : Composants optoélectroniques à faible consommation en III-V sur silicium

Mots clés : Modulateur optique, photonique silicium, onde lente, structure hybride

Résumé : La photonique sur silicium est envisagée comme une solution technologique très prometteuse pour le remplacement des interconnexions électriques par des interconnexions optiques devant se produire dans les prochaines années. Des dispositifs optoélectroniques comme des sources lasers, des modulateurs et des détecteurs, ont été développés pour la réalisation de circuits intégrant des émetteurs/récepteurs. Parmi les défis devant être relevés pour faire avancé la photonique sur silicium, la réduction de la consommation électrique du modulateur est un point crucial. L'intégration des composants passifs et actifs en utilisant une seule et même technologie est également un enjeu majeur pour les futurs systèmes de communication optique. Grâce au développement de l'intégration hybride de semi-conducteurs III-V sur silicium pour la réalisation de sources laser sur silicium, de nouvelles voies peuvent être envisagée pour réaliser des modulateurs optiques et des photodétecteurs efficaces et compacts. De plus, les cristaux photoniques 2D (PhC) et spécifiquement les structures à ondes lentes, qui sont connues pour renforcer les interactions entre la lumière et la matière peuvent apporter des solutions intéressantes pour diminuer de manière ultime la puissance consommée.

Dans ce contexte, les travaux menés durant ma thèse ont porté plus spécifiquement sur la conception, la fabrication et la caractérisation de modulateurs à électro-absorption à onde lente en semiconducteur III-V sur silicium. Dans une première partie consacrée à la modélisation, une attention particulière est portée à la conception du cristal photonique et au couplage de la lumière du guide silicium vers l'onde lente. Les performances de la structure optimisée sont aussi analysées, donnant un modulateur de seulement 18.75 µm de longueur fonctionnant à 15 GHz avec un taux d'extinction supérieure à 5 dB sur une gamme spectrale supérieure à 10 nm. Par la suite, l'ensemble des procédés de nanotechnologies durant la thèse pour la fabrication des dispositifs sont présentés. Enfin, les résultats expérimentaux obtenus au cours de cette thèse démontrent l'effet Stark Confiné Quantiquement et l'effet de photodétection obtenu sur les structures intégrées. Les perspectives de ce travail de thèse concernent la réalisation de circuits intégrés photoniques complets, incluant sources lasers, modulateurs à électroabsorption et photodétecteurs en utilisant une seule et même technologie.

ÉCOLE DOCTORALE
Physique et ingénierie : électrons, photons, sciences du vivant (EOBE)

Title : III-V on silicon low power consumption optoelectronic devices

Keywords : Optical modulator, silicon photonics, slow light, hybrid structures

Abstract: Silicon photonics is considered as a promising solution to replace electrical interconnections in the next years. Among the remaining challenges, the driving power of the active devices has to be minimized. Furthermore the use of a common technological platform for the realization of Silicon (Si) photonics passive and active devices would present a great interest in term of fabrication complexity and cost. III-V on Si is a good candidate for such a common technological platform as the physical properties of III-V semiconductors allow for active functionalities such as III-V on Si laser which have already been successfully demonstrated. In this perspective, 2D photonic crystals (PhCs) and slow light structures, which are known to intrinsically reinforce light/matter interaction can also bring interesting opportunities.

In this context, the work is focused on the design, fabrication and characterization of slow-light III-V-on-silicon electroabsorption modulators. In a first part, the photonic crystal structure and light coupling from silicon waveguide to slow light III-V waveguide are designed and modeled. The performance of the optimized structure is analyzed, showing a modulator operating at 15 GHz and exhibiting an extinction ratio of more than 5 dB over a spectral range of more than 10 nm, using a 18.75 µm-long modulator. Subsequently, the masks and fabrication steps for a hybrid III-V photonic crystal on Si modulators are presented. Finally, the experimental results obtained during this thesis are presented, showing Quantum Confined Stark Effect and photodetection in the waveguide integrated structures. The reported works open perspective towards the integrating of optical modulators with III-V on silicon nanolasers and photodetectors using a single technology.