



HAL
open science

Composants optoélectroniques à base d'alliages SiGe riches en Ge pour le proche et moyen infrarouge

Vladyslav Vakarin

► **To cite this version:**

Vladyslav Vakarin. Composants optoélectroniques à base d'alliages SiGe riches en Ge pour le proche et moyen infrarouge. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COMUE), 2017. Français. NNT : 2017SACLS473 . tel-01690840

HAL Id: tel-01690840

<https://theses.hal.science/tel-01690840>

Submitted on 23 Jan 2018

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

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

Composants optoélectroniques à base d'alliages SiGe riches en Ge pour le proche et moyen infrarouge

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

École doctorale n°575 electrical, optical, bio : physics and engineering
(EOBE)
Spécialité de doctorat: Physique

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 11 décembre 2017, par

Vladyslav Vakarin

Composition du Jury :

Jean-Jacques Greffet Professeur, IOGS(LCF- Laboratoire Charles Fabry)	Président du jury
Joel Charrier Maître de Conférences, Université Rennes 1 (Foton)	Rapporteur
Eric Tournié Professeur, Université de Montpellier (IES)	Rapporteur
Pierre Labeye Chercheur, CEA LETI	Examineur
Charles Baudot Chercheur, ST Microelectronics	Examineur
Delphine Marris-Morini Professeur, Université Paris Sud (C2N)	Directrice de thèse

Titre : Composants optoélectroniques à base d'alliages SiGe riches en Ge pour le proche et moyen infrarouge

Mots clés : Optique non linéaire, puits quantiques Ge/SiGe, circuits photoniques

Résumé : Aujourd'hui les interconnexions optiques ont devancé les interconnexions électriques à longue, moyenne et courte distance dans le domaine des télécommunications. La photonique silicium a connu un tel développement que même les interconnexions inter et intra puces deviennent progressivement à dominante optique. En revanche, la multiplication des terminaux d'accès et l'augmentation constante du volume de données échangées imposent l'apparition de nouveaux composants avec une consommation énergétique encore plus faible. Dans ce contexte, les composants optoélectroniques à faible consommation à base des puits quantiques Ge/SiGe ont été développés. Jusqu'à présent l'utilisation des puits quantiques Ge/SiGe était seulement limitée aux modulateurs à électro-absorption. Les travaux menés durant la première partie de ma thèse consistaient à étudier un nouveau type de région active à base de puits quantiques Ge/SiGe couplés. Ces études ont abouti à la démonstration d'un effet d'électro-réfraction géant dans ces structures. La région active basée sur les puits couplés donne lieu à une variation de l'indice de réfraction de 2.3×10^{-3} sous une tension de 1.5 V seulement. L'utilisation d'un tel effet pour la réalisation de modulateurs optiques intégrés a ensuite nécessité le développement des briques de base passives afin d'obtenir une structure interférométrique. Des virages compacts et des interféromètres de Mach Zehnder sont conçus, fabriqués et caractérisés avec succès. La sensibilité de ces structures à la polarisation est évaluée par simulation numérique et les structures insensibles à la polarisation sont conçues. Un modulateur à électroréfraction intégré est ensuite conçu et fabriqué, nécessitant la mise en place d'un nouveau procédé technologique. Les résultats de caractérisation préliminaires sont présentés. Les perspectives de ce travail sont la réalisation d'un modulateur efficace ayant une tension de commande inférieure à 2V.

Le champ d'application des circuits photoniques ne se limite pas au secteur des télécommunications. L'approche basée sur l'optique intégrée est aussi très prometteuse pour l'identification et analyse des espèces chimiques environnantes. La région spectrale de moyen infrarouge est particulièrement adaptée à cet effet car les raies d'absorption spécifiques de nombreuses espèces chimiques y sont présentes. L'utilisation des circuits optiques sur substrat silicium permet de développer des systèmes spectroscopiques performants, compacts et à bas coût. La seconde partie de ma thèse était dédiée au développement de la plateforme photonique large-bande basée sur les guides d'ondes $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riches en Ge. Les guides d'onde large bande fonctionnant entre 5.5 et 8.6 μm ont été démontrés expérimentalement ce qui a permis de concevoir des structures plus complexes telles que les MMI et les interféromètres de Mach Zehnder ultra large bande. Le même dispositif possède une bande passante théorique de 3.5 μm en polarisation TE et d'une octave en polarisation TM. Le fonctionnement a été démontré expérimentalement entre 5.5 et 8.6 μm et est seulement limité par la plage de longueurs d'ondes adressable par le laser. Ce travail ouvre les perspectives pour la future démonstration des systèmes spectroscopiques ultra-large bande sur la plateforme $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riche en Ge. Une dernière partie de ce travail a été consacrée à l'étude de la génération de la seconde harmonique dans les puits quantiques Ge/SiGe pour les systèmes spectroscopiques dans le moyen infrarouge. Les premières structures sont conçues et fabriquées.



Title : Optoelectronic components based on Ge-rich SiGe alloys for near and mid infrared

Keywords : Non-linear optics, Ge/SiGe quantum wells, photonic circuits

Abstract: Today optical interconnects have overpassed wires on long, mid and short distances on the telecommunication field. Silicon photonics have known such a development that even inter and intra chip communications progressively become optical. However, the multiplication of data access terminals and the constant increase of data consumption force new components with even lower power consumption to appear. In this context, low power consumption components based on Ge/SiGe quantum wells have been developed. Until now, the use of Ge/SiGe quantum wells has been only limited to electroabsorption modulators. The first part of my thesis was dedicated to the study of a new kind of active region based on coupled Ge/SiGe quantum wells. This work led to the demonstration of giant electrorefractive effect in these structures. The active region based on coupled quantum wells gives a refractive index variation of 2.3×10^{-3} under a bias of only 1.5 V. The use of this effect for the development of integrated optical modulators needed the development of main building blocks to obtain interferometric structures. Compact bends and Mach Zehnder interferometers have been designed, fabricated and successfully characterized. The sensitivity to the polarization of these structures was evaluated with numerical simulations and polarization insensitive structures were designed. Then, an integrated electrorefractive modulator has been designed and fabricated which needed the development of a new technological process. The first characterization results are presented. The perspectives of this work are the realization of an efficient modulator with switching voltage lower than 2V.

The field of application of photonic integrated circuits is not only limited to the telecommunications. The approach based on integrated optics is also very promising for the identification and analysis of surrounding chemical species. Mid infrared spectral region is particularly suitable for this purpose as it contains specific absorption fingerprints of different chemical species. The use of photonic integrated circuits on silicon substrate allows to develop performant, compact and low cost spectroscopic systems. The second part of my thesis was focused on the development of wideband photonic platform based on Ge-rich $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ waveguides. Wideband waveguides between 5.5 and 8.5 μm were experimentally demonstrated which made possible the development of more complex structures such as MMIs or ultra-wideband Mach Zehnder interferometers. The same device has a theoretical bandwidth of 3.5 μm in TE polarization and of one octave in TM polarization. The operation was experimentally demonstrated between 5.5 and 8.6 μm and is only limited by laser spectral range. This work paves the way for future development of ultra-wideband spectroscopic systems on Ge-rich $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ platform. The last part of this work concerned second harmonic generation in Ge/SiGe quantum wells for mid infrared spectroscopic systems. First test devices have been designed and fabricated



Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé dans le Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies (C2N site d'Orsay) dans le groupe de recherche micro et nano-dispositifs photonique sur silicium (MINAPHOT).

Tout d'abord, j'adresse mes remerciements à ma directrice de thèse, Pr. Delphine Marris-Morini. Je lui suis éternellement reconnaissant pour tout ce qu'elle m'a apporté au cours de ma thèse mais aussi au cours de mes 2 stages de master. Que cela soit la simulation des composants, le design des masques ou la fabrication, sa grande disponibilité, son enthousiasme et ses conseils avisés m'ont toujours encouragé à progresser professionnellement. J'étais toujours encouragé à tester les nouvelles idées de composants que j'avais. C'était un plaisir et une chance que j'ai eu de travailler sous sa direction.

Je remercie également Dr. Laurent Vivien pour les discussions scientifiques très productives, pour son aide sur les bancs de caractérisations malgré son emploi du temps très chargé. Je remercie Pr. Eric Cassan pour son aide dans la prise en main de l'outil MPB et les nombreuses discussions scientifiques et non scientifiques.

Je remercie M. Joel Charrier, Maître de Conférences à l'Université Rennes 1 (Foton) et M. Eric Tournié, Professeur à l'Université de Montpellier (IES) d'avoir accepté d'être rapporteurs pour ce travail de thèse. Je remercie également M. Jean-Jacques Greffet, Professeur à l'IOGS (Laboratoire Charles Fabry), Dr. Pierre Labeye, chercheur au CEA-Leti et Dr. Charles Baudot, chercheur ST Microelectronics de m'avoir fait l'honneur de faire partie de mon jury de thèse.

Je tiens à remercier Dr. Papichaya Chaisakul, avec qui j'ai eu la chance de travailler pendant ma thèse et qui m'a transmis son savoir-faire de fabrication et de caractérisation de dispositifs optoélectroniques à base de puits quantiques Ge/SiGe. Former quelqu'un nécessite beaucoup d'efforts, de patience et de disponibilité et je te remercie d'avoir consacré une partie de ton temps pour me donner les éléments nécessaires à mon travail. Je te souhaite une grande réussite à ton nouveau poste de chercheur en Thaïlande.

Je n'ai pu qu'apprécier la chaleureuse ambiance entretenue dans le groupe par l'ensemble des membres de l'équipe et je remercie vivement tous les membres doctorants et postdoctorants: Weiwei, Samuel, Cam, Pedro, Melissa, Alicia, Elena, Phuong, Mathias, Guillaume, Dorian, Carlos et Daniel. Je remercie également Dr. Nhung Vu, avec qui j'ai partagé mon bureau pendant la thèse. Elle est toujours de bonne humeur et très souriante et on peut discuter de tout.

Pendant la thèse dans le cadre de projet européen INsPIRE j'ai beaucoup travaillé avec deux personnes : Joan et Qiankun, postdoctorant et doctorant dans notre groupe. C'est un plaisir de travailler avec vous, vous avez toujours des idées originales. Je remercie Joan pour avoir passé des nombreuses heures sur la caractérisation des dispositifs et pour avoir construit un banc de caractérisation de moyen infrarouge qui fonctionne si bien.

Mes grands remerciements vont au spécialiste nanotechnologue de notre équipe : Xavier Le Roux. Sa disponibilité, ses conseils et son expertise m'ont permis de fabriquer mon modulateur à électroréfraction intégré. La fabrication de ce dispositif était une tâche complexe et a nécessité un investissement important au niveau du développement de nouveaux procédés technologiques. Xavier

prend à cœur la fabrication de chaque composant et j'ai beaucoup appris en travaillant avec lui en salle blanche. Je voudrais aussi remercier Dr. Jean-René Coudevylle pour toutes les formations sur les équipements de salle blanche et pour son aide au développement de procédé de lithographie Deep-UV. La caractérisation des composants a nécessité une découpe des facettes des composants avec une faible rugosité. Je remercie donc M. David Bouville pour tout le temps qu'il a passé avec moi à optimiser la découpe des facettes de nos composants. Je remercie également les autres membres de la centrale technologique de C2N avec qui j'ai travaillé et qui m'ont aidé par leur conseils et expertise ou bien en me formant à l'utilisation des machines : Nathalie Isac, Samson Edmond, Fabien Bayle, Antoine Martin, Marie Paule Plante, François Maillard, Benoît Belier.

Ce travail de thèse ne serait possible sans le travail approfondi sur la croissance et l'élaboration des structures épitaxiales. Ainsi, je remercie nos collaborateurs en Italie dans le laboratoire L-NESS : Pr. Giovanni Isella, Dr. Daniel Chrastina, Dr. Jacopo Frigerio et Andrea Ballabio. Leur travail sur l'épitaxie des structures a rendu possible la fabrication et démonstration de composants SiGe qui sont présentés dans ce manuscrit.

J'ai eu la possibilité pendant la durée de ma thèse d'être moniteur et faire de l'enseignement à l'Université Paris Sud. Ainsi, je souhaite remercier les équipes enseignantes que j'ai intégrés et plus particulièrement Dr. Navy Yam, Dr. Sylvia Matzen, Dr. Guillaume Agnus, Dr. Adel Bousseksou et Dr. Cédric Koeniguer. Le fait de pouvoir enseigner était une expérience particulièrement riche pour moi et je remercie ces personnes de m'avoir aidé tout au long avec leurs conseils, leur expérience.

Je remercie mes amis : Melissa, Morgane, les deux Yohann, Nicolas, Cyril, Thibault pour leur soutien et pour tous les bons moments que nous avons passé ensemble.

Je suis reconnaissant à mes parents Hanna et Eduard qui m'ont soutenu tout le long de ma vie et m'ont permis d'accomplir mes études jusqu'au doctorat.

Paris, le 11 décembre 2017

Je dédie cette thèse à celui qui m'a fait découvrir le monde de la physique dès le plus jeune âge et qui était toujours un exemple pour moi, à mon père Eduard

Chapitre I : Introduction à la photonique silicium	6
1. Consommation de données et interconnexions optiques	6
2. La photonique Si pour les transmissions de données	8
2.1 Circuits intégrés photoniques Si	9
2.2 Laser	9
2.3 Photodétecteur	10
2.4 Modulateur optique	11
2.5 Composants optoélectroniques à base de puits quantiques Ge/SiGe.....	17
3. La photonique Si pour le moyen infra rouge	18
3.1 Motivation	18
3.2 Etat de l'art	20
4. Objectifs de la thèse	25
Chapitre II : Propriétés électroniques et optiques des structures Si, Ge, SiGe, et à puits quantiques Ge/SiGe	27
1. Si, Ge, alliages $Si_{1-x}Ge_x$	28
1.1 Propriétés électroniques et spectres d'absorption.....	28
1.2 Croissances de couches minces $Si_{1-x}Ge_x$ sur substrat Si.....	32
1.2.1 Paramètres de maille et contraintes	32
1.2.2 Epaisseur critique	35
1.2.3 Compensation de contraintes : croissance de structures à puits quantiques Ge/SiGe	37
1.3 Méthodes de croissance des alliages $Si_{1-x}Ge_x$	38
2. Structures à puits quantiques Ge/SiGe	42
2.1 Structure de bandes d'énergie	42
2.2 Spectres d'absorption et ESCQ	43
2.2.1 Influence de la polarisation.....	44
2.2.2 Accordabilité en longueur d'onde : influence de la contrainte et de l'épaisseur des puits quantiques sur les spectres d'absorption.	45
3. Conclusion.....	47
Chapitre III : Electroréfraction et développement de composants passifs pour la plateforme SiGe	49
1. Electroréfraction dans les puits quantiques Ge/SiGe	50
1.1 Electroréfraction dans les puits Ge/SiGe non couplés.....	50
1.2 Electroréfraction dans les puits quantiques couplés Ge/SiGe	53
1.2.1 Fabrication de photodiodes en configuration guide plan.....	53
1.2.2 Descriptif du banc de caractérisation.....	59

1.2.3. Effet d'électrorefraction géant dans les puits Ge/SiGe couplés	60
1.3 Comparaison avec l'état de l'art.....	63
2. Circuits optiques passifs à base de guides en SiGe riches en Ge à $\lambda=1.55 \mu\text{m}$	63
2.1 Conception de virages avec des guides d'onde SiGe	65
2.2 Conception de MMI	68
2.3 Fabrication des virages et des interféromètres	69
2.4 Caractérisation des structures passives : virages et interféromètre de Mach Zehnder	73
2.5 Insensibilité à la polarisation des guides sur buffer graduel.....	75
3. Conclusion.....	79
Chapitre IV : Modulateur Mach Zehnder utilisant l'électroréfraction par ESCQ dans les structures à puits quantiques Ge/SiGe	81
1. Conception du modulateur Mach Zehnder	82
1.1. Principe général d'un modulateur Mach Zehnder utilisant l'ESCQ dans les puits quantiques Ge/SiGe	82
1.2. Choix de la région active et du guide d'onde passif.....	84
1.3. Couplage entre la région active et les guides passifs.....	85
2. Fabrication des modulateurs.....	90
3. Caractérisations	101
4. Conclusion.....	107
Chapitre V : Plateforme SiGe à forte concentration en Ge pour le moyen infrarouge	109
1. Introduction	110
2. Circuits passif $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riches en Ge pour le moyen infrarouge.....	113
2.1. Première preuve de concept : guides à faibles pertes à $4.6\mu\text{m}$	113
2.1.1 Conception.....	113
2.1.2 Fabrication.....	1144
2.1.3 Descriptif du banc de caractérisation.....	115
2.1.4 Résultats expérimentaux.....	116
2.2. Démonstration des structures ultra large bande : guides d'onde, MMI et interféromètres de Mach Zehnder ultra-large bande pour la spectroscopie MIR	118
2.2.1 Banc de caractérisation MIR au C2N	119
2.2.2 Guides d'onde large bande	120
2.2.3 Interféromètres de Mach Zehnder	123
a) Conception et fabrication.....	123
b) Résultats expérimentaux.....	125
c) Discussion et origine des propriétés ultra-large bande de la plateforme $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ sur buffer graduel.	127

2.2.4 Circuits passifs $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ à forte concentration en Ge pour le moyen infrarouge : bilan et perspectives	129
3. Etude des coefficients non linéaires d'ordre 3 et 2 des structures $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riches en Ge	129
3.1 Caractérisations des effets non linéaires d'ordre 3 dans le SiGe: n_2 et β_{TPA}	129
3.2 Réponse non linéaire du second ordre dans les puits quantiques Ge/SiGe	132
3.2.1. Génération de seconde harmonique : principe général.....	132
3.2.2. Accord de phase et quasi accord de phase.....	134
a) Accord de phase modal.....	134
b) Quasi accord de phase par renversement de domaines.....	134
c) Quasi accord de phase assisté par réseau.....	134
3.3. Conception des structures de test de la génération de seconde harmonique dans les puits quantiques.....	135
3.3.1. Optimisation du confinement	135
3.3.2. Accord de phase modal et quasi accord de phase.....	139
3.3.3 Fabrication des dispositifs de test pour la génération de seconde harmonique dans les puits quantiques Ge/SiGe	140
4. Conclusion.....	143
Conclusion générale	145
Références	148
Publications et communications.....	160

Chapitre I : Introduction à la photonique silicium

1. Consommation de données et interconnexions optiques

Le volume de données échangées via internet ne cesse de croître au cours des dernières années (Fig. 1). Cette augmentation s'est accélérée avec la création de nouveaux points accès à l'internet : smartphones, tablettes montres connectées etc. Les données sont stockées dans les centres des données (datacenters). Ce sont des infrastructures complexes contenant des milliers de disques durs qui doivent être accessibles rapidement à tout moment. Un exemple de datacenter vu de l'intérieur est présenté sur la Fig. 2. La quantité de données échangées est telle que la superficie des datacenters actuels dépasse plusieurs stades de football.

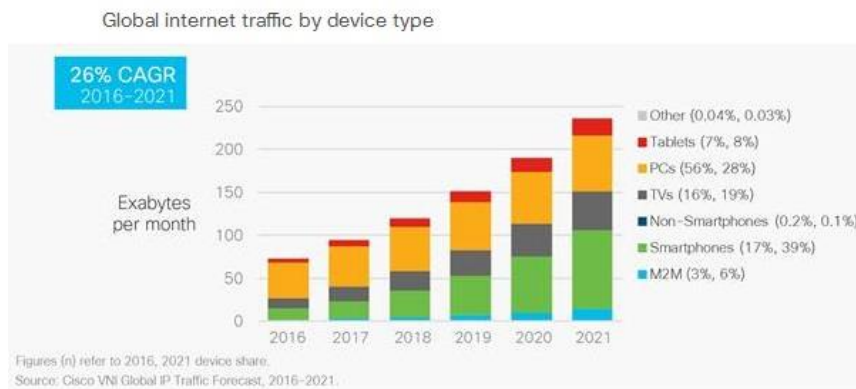


Figure 1: Quantité de données échangées au cours des deux dernières années et les prévisions, issu de [1].

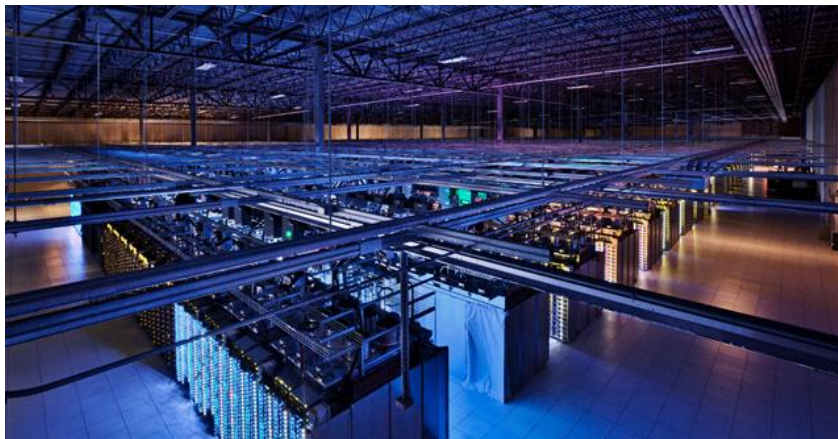


Figure 2: Datacenter de Google, issu de [2].

De manière générale les informations sont échangées par le biais de trois types de communications: soit l'échange a lieu au sein d'un même datacenter, soit l'échange a lieu entre deux datacenters différents ou bien l'échange a lieu entre le terminal de l'utilisateur et le datacenter. Les études statistiques des connexions montrent que le plus grosse part du trafic de données a lieu à l'intérieur même des datacenters (Fig. 3). Une telle densité d'échange n'est pas sans conséquence sur la consommation énergétique de ces centres de stockage de données. Ainsi en 2015 leur consommation totale atteignait 416 milliards kWh et les prévisions indiquent qu'à l'horizon 2020 ce chiffre sera proche de 1012 milliards kWh. Il est

à noter que 50% de la consommation en énergie des datacenters est dédiée à leur refroidissement. La consommation directe des serveurs et des interconnexions est de 26% et 10% respectivement, mais ils sont la principale source d'échauffement de la structure, Fig.4.



Figure 3: Nature des échanges de données. En bleu les échanges réalisés à l'intérieur du datacenter, en vert les échanges entre le datacenter et les usagers et en violet les échanges de données entre les datacenters, issu de [3].

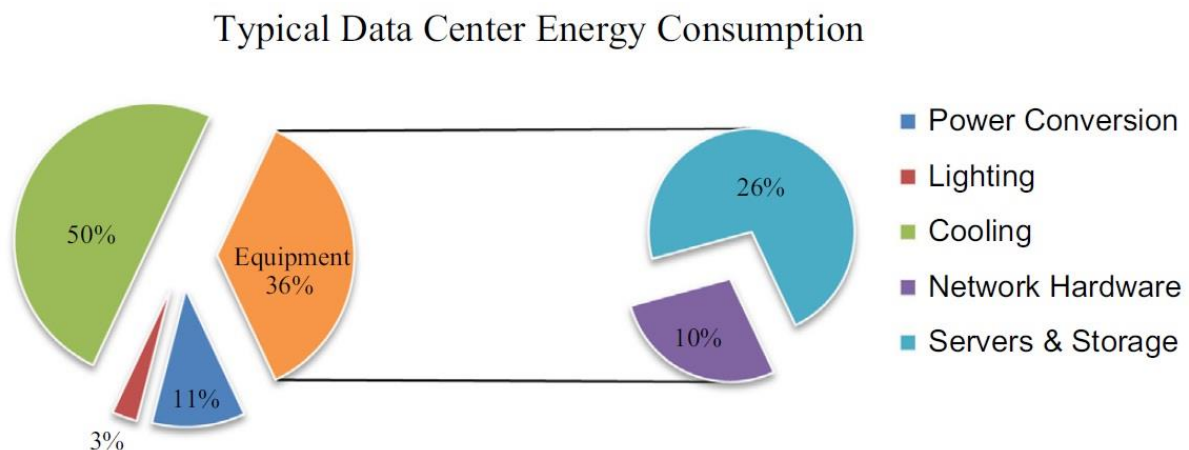


Figure 4: Coûts énergétiques des datacenter, issu de [4].

Au vu des prévisions de trafic, il est important de pouvoir échanger de plus en plus d'information, rapidement, et en diminuant l'échauffement et la consommation énergétique des systèmes. Les interconnexions doivent donc évoluer pour transmettre plus de données, plus rapidement, avec une faible consommation énergétique. De plus, elles doivent être compactes et à bas coût au vu du nombre de connexions mises en jeu.

A l'heure actuelle les interconnexions électriques sont dominantes à courte distance grâce à leur faible coût. En revanche, leurs limitations sont nombreuses: pertes d'énergie par effet Joule, déformation des signaux. De plus les fréquences de fonctionnement supérieures au GHz sont très difficilement atteignables. Pour ces raisons les interconnexions fibrées ont devancé les câbles électriques pour des télécommunications à longue et moyenne distance (Fig. 5). Ces dernières années une véritable révolution a lieu. La photonique Silicium (Si), considérée comme une solution à l'augmentation de trafic, est à présent rentrée et déployée sur le marché. A titre d'exemple, en 2016 la compagnie Luxtera a déjà livré plus de 1 million de transceivers en photonique silicium. La photonique Si est déployée déjà à tous les niveaux jusqu'au switch des baies de stockage. En ce qui concerne les interconnexions à courte distance i.e. puce à puce ou entre les composants d'un rack les interconnexions en cuivre restent à l'heure actuelle dominantes mais il est à noter que les tendances vont changer d'ici quelques années. Par exemple, un consortium de grands industriels a été créé pour définir les nouveaux standards pour les interconnexions optiques à courtes distances et dresser un cahier de charge à la fois pour la partie optique et pour l'interface entre la partie électrique et optique [6]. Cette étape permettra d'intégrer les nouveaux blocs optiques dans l'architecture actuelle.

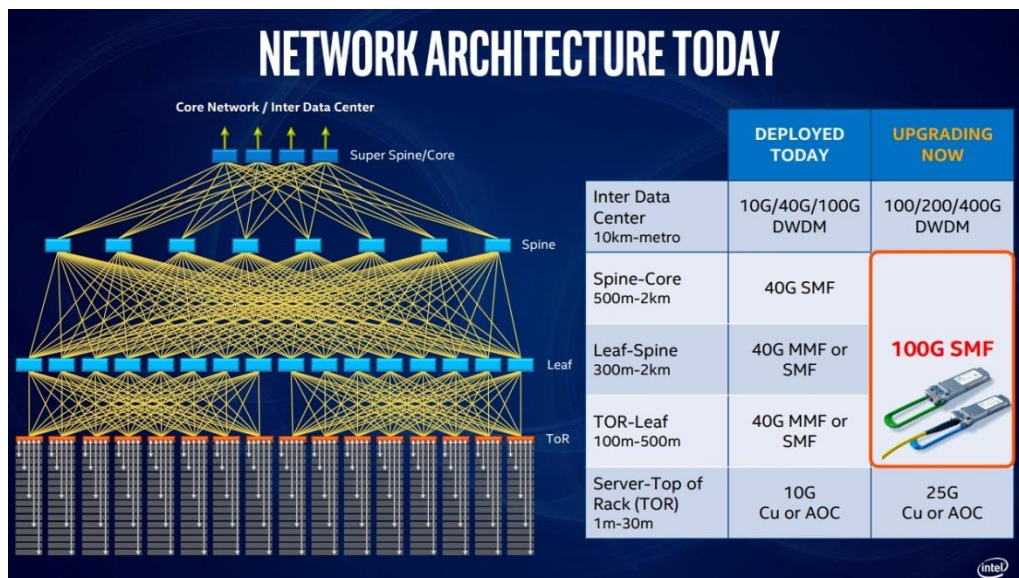


Figure 5: Arborescence d'un datacenter actuel, connexions optiques en jaune [5].

2. La photonique Si pour les transmissions de données

Un lien optique est de façon générale composé de 2 éléments principaux: un émetteur et un récepteur connectés par un canal de transmission (fibre optique ou guide d'onde) (Fig 6). L'émetteur regroupe : lasers, modulateurs, multiplexeurs et l'électronique de commande qui leur est associée. L'utilisation du multiplexage en longueur d'onde permet d'augmenter la quantité de données qui sera transmise sur le canal. Le récepteur regroupe les démultiplexeurs et les photodétecteurs. Les briques de base ont été démontrées sur substrat Si. Ci-dessus seront détaillées les différentes solutions implémentées pour réaliser chaque fonction.

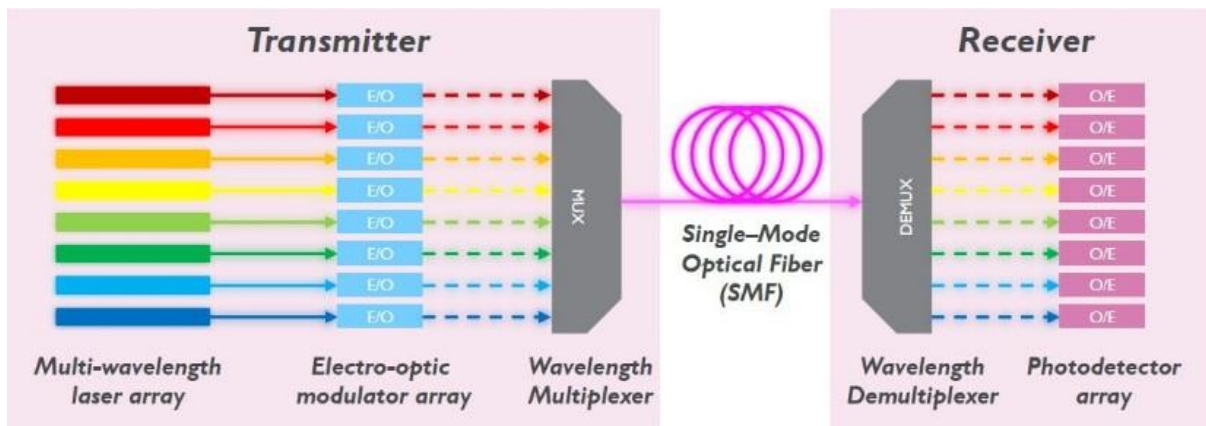


Figure 6: Vue schématique d'un lien optique, issu de [7].

2.1 Circuits intégrés photoniques Si

La plateforme la plus répandue en photonique Si est le SOI (silicon on insulator). Grâce à son fort contraste d'indice entre le Si et son oxyde (SiO_2) elle permet d'obtenir des structures très compactes. Deux approches globales existent : l'approche basée sur le SOI avec une épaisseur de Si de 220-300 nm (SOI « standard », choix de Luxtera et ST Microelectronics) et le SOI dit « épais » avec une épaisseur de Si de 3 μm (utilisé par VTT, Mellanox). Le SOI standard permet d'avoir des structures plus compactes tandis que le SOI épais donne accès à des tolérances de fabrication plus grandes et à l'insensibilité à la polarisation. Sur les plateformes SOI des nombreux composants passifs ont été développés et sont maintenant maîtrisés tels que : les réseaux de couplage, guides d'ondes, multiplexeurs, interféromètres et structures résonnantes. Les éléments actifs du lien optique qui sont le laser, le photodétecteur et le modulateur seront présentés ci-dessous.

2.2 Laser

La longueur d'onde d'émission du laser utilisé est étroitement liée à la distance couverte par le lien optique. Lorsque la distance est supérieure au mètre la connexion sera fibrée et dans ce cas la longueur d'onde d'émission devra correspondre aux bandes les plus utilisées dans les communications : la bande C (1530-1565 nm) ou la bande O (1260-1360 nm). La longueur d'onde de 1310 nm correspond au minimum de dispersion des fibres optiques standards. C'est donc la longueur d'onde de prédilection pour les communications par fibre à courte et moyenne distance. Le minimum de dispersion peut être décalé dans les fibres optiques monomodes pour correspondre aussi au minimum de pertes, soit autour d'une longueur d'onde de 1550 nm.

Lorsqu'un lien optique intra puce est visé, le canal de transmission sera le guide d'onde. Dans ce cas la longueur d'onde d'émission doit seulement correspondre à la fenêtre de transparence du matériau avec lequel la structure passive est réalisée.

Les matériaux de choix pour la réalisation de lasers intégrés à semi-conducteur sont les matériaux III-V [7-12]. Leur intégration avec les circuits photoniques sur substrat Si est basée soit sur le flip-chip [13] soit sur le collage moléculaire [8, 14]. Un exemple d'une intégration par collage moléculaire est illustré sur la Fig.7.

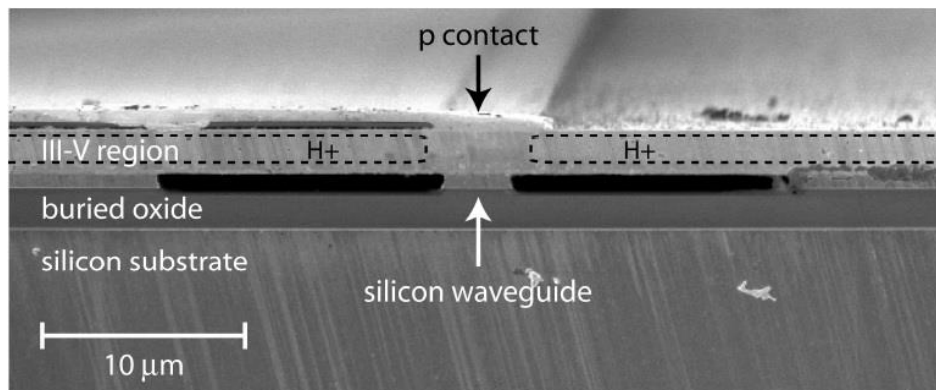


Figure 7: Laser à puits quantiques AlGaInAs intégré sur Si, issu de [8].

Les performances actuelles des lasers III-V sur Si sont un courant de seuil laser < 20 mA et une puissance d'émission supérieure à 10 mW [15].

En parallèle avec l'approche hybride III-V sur Si, de nombreux travaux portent sur la réalisation d'un laser intégré monolithiquement avec les circuits photoniques silicium. Les efforts actuels sont tournés vers le Germanium (Ge) contraint et vers les alliages GeSn, qui sont des pistes prometteuses pour la réalisation de sources lasers monolithiquement intégrés sur les substrats Si [16-17].

2.3 Photodétecteur

Le photodétecteur convertit l'information sous forme optique en information sous forme électrique. Le Ge est le matériau de prédilection pour les photodétecteurs utilisés pour télécom et datacom, grâce à sa forte absorption jusqu'à $1.6 \mu\text{m}$, et sa compatibilité avec les technologies Si. Les photodétecteurs Ge actuels ont une responsivité typique entre 0.5 et 1 A/W [18-20]. Parmi les nombreuses démonstrations on peut noter qu'un photodétecteur en Ge fonctionnant à 40 Gb/s sous une tension de polarisation de 0V a été démontré, présentant une responsivité de 0.8 A/W [18] (Fig. 8).

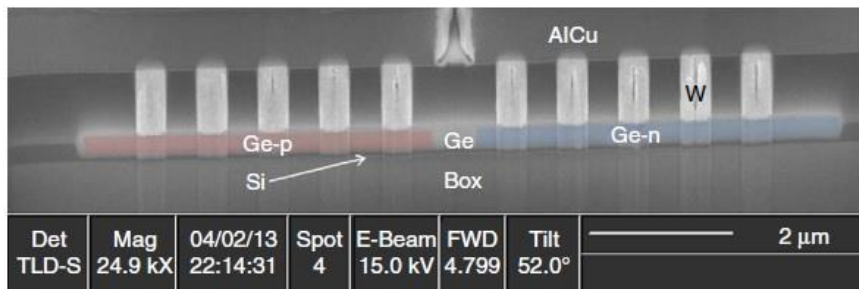


Figure 8: Photodétecteur Ge, issu de [18].

2.4 Modulateur optique

La solution la plus simple pour transmettre des informations via un lien optique consiste à moduler l'intensité de la lumière transmise. La modulation directe de l'intensité d'émission d'un laser est possible grâce à la modulation du courant injecté dans le laser. Une telle approche est simple et peu coûteuse, en revanche la vitesse de modulation est limitée, et la transmission du signal optique modulé peut souffrir du chirp. Des modulations directes de laser III-V sur Si atteignant 28 Gbit/s ont cependant pu être démontrées [11].

D'un autre côté la modulation externe consiste à moduler l'intensité de la lumière avec un composant dédié. Le modulateur transforme les variations d'un signal électrique en variations de l'intensité lumineuse, comme représenté schématiquement sur la Fig. 9. La commande électrique change les propriétés optiques du matériau où se propage la lumière. Un modulateur à électroabsorption est basé sur une variation du coefficient d'absorption, alors qu'un modulateur à électrorefraction utilise des variations de l'indice de réfraction. Dans ce dernier cas, une structure interférométrique est nécessaire pour traduire la variation de l'indice en variation de l'intensité. Un interféromètre de Mach Zehnder (MZI) ou un résonateur en anneau peuvent être utilisés comme structures interférométriques intégrées.

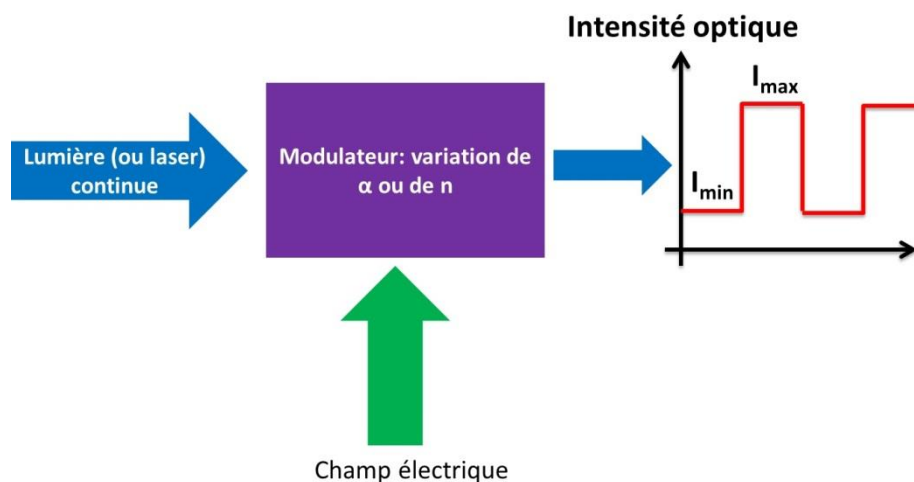


Figure 9: Principe de fonctionnement d'un modulateur optique.

a) Facteurs de mérite

La conception d'un modulateur est un compromis entre 4 facteurs de mérite principaux, qu'il est nécessaire de prendre en considération : le taux d'extinction, les pertes d'insertion, la bande passante électro-optique et sa consommation énergétique.

Le taux d'extinction

Le taux d'extinction ER (ou extinction ratio) mesure la séparation entre le niveau haut de l'intensité I_{\max} et le niveau bas I_{\min} . Il est défini par :

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

Pour un modulateur efficace ce paramètre doit être le plus grand possible. Plus ce facteur est élevé plus la distinction entre un « 1 » et un « 0 » transmis sera aisée.

Les pertes d'insertion

Les pertes dans la structure sont quantifiées grâce à un autre facteur de mérite : les pertes d'insertion (insertion loss) :

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

Où I_0 est l'intensité de signal en entrée du modulateur et I_{\max} est le niveau haut en sortie du modulateur. IL doit être le plus bas possible.

Bande passante électro-optique

La bande passante du modulateur détermine à quelle fréquence l'échange d'information peut avoir lieu dans le lien optique. Les facteurs suivants peuvent limiter la bande passante du dispositif:

- le phénomène physique utilisé pour réaliser la modulation
- le produit RC du modulateur, R et C étant calculés à partir du schéma équivalent électronique du dispositif
- la différence de vitesses de propagation de l'onde RF et de l'onde optique et l'éventuelle réflexion/atténuation de l'onde RF le long de l'électrode, liés aux désadaptations d'impédance

Consommation énergétique

Le passage d'un état d'intensité haut vers un état d'intensité bas et vice-versa a un coût en énergie. Cette consommation doit être minimisée et dépend de la capacité intrinsèque du modulateur C et de la tension commande V. L'énergie consommée par bit s'écrit [21]:

$$E_{bit} = \frac{1}{4} CV^2 \quad (3)$$

b/ Effets physiques pour la modulation optique sur substrat silicium

Afin d'obtenir une variation des propriétés optiques (indice de réfraction ou coefficient d'absorption) des nombreuses pistes ont été étudiées sur Si et en utilisant d'autres matériaux intégrés sur substrat Si. Différents effets physiques, détaillés ci-dessus, peuvent être utilisés. Le choix de l'effet physique est conditionné par l'application visée.

Effet thermo-optique

L'effet thermo-optique est la variation de l'indice de réfraction d'un matériau avec le changement de température de ce dernier. La variation de l'indice de réfraction et la température sont liées dans le Si par la relation suivante [22] :

$$\frac{\Delta n}{T} = 1.86 \times 10^{-4} (K^{-1}) \quad (4)$$

Ce phénomène n'est pas utilisé pour le transfert de données car la rapidité du phénomène limite les fréquences de travail au kHz (constante de temps intrinsèque du phénomène est de l'ordre de la milliseconde). Cependant, les variations d'indice atteignables étant relativement importantes ($\sim 2 \times 10^{-3}$ pour $\Delta T = 10K$), il peut être très utile pour régler le point de fonctionnement de composants. Par exemple le réglage des points de fonctionnement de modulateurs Si MZI se fait via des « chauffettes » (heater). Il s'agit de résistances dans lesquelles on fait passer du courant électrique qui entraîne un échauffement par effet Joule et une variation de l'indice de réfraction. [23].

Effet Pockels

L'effet Pockels correspond à une variation de l'indice de réfraction du matériau lorsqu'un champ électrique extérieur lui est appliqué. Ce changement d'indice est relié au champ électrique E et à la susceptibilité d'ordre 2, $\chi^{(2)}$ par l'équation (5).

$$\Delta n = \frac{\chi^{(2)} E}{n} \quad (5)$$

Dans le cas du Si massif la susceptibilité d'ordre 2 est nulle à cause de la centro-symétrie du matériau. Ainsi, des nombreux travaux ont été menés pour contraindre le Si afin de déformer la maille cristalline et ainsi obtenir une modulation de l'indice de réfraction [24-27]. Des modulateurs exploitant cet effet sont encore au stade de développement.

Variation de la densité des porteurs

La variation de la densité des porteurs dans un semiconducteur induit une variation de l'indice de réfraction et du coefficient d'absorption. Ce phénomène a été quantifié par Soref et Benett à une longueur d'onde de $1.55 \mu m$ [28] avec des équations empiriques suivantes où ΔN et ΔP sont les concentrations des électrons et des trous (cm^{-3}) :

$$\Delta n = -8.8 \times 10^{-22} \Delta N - 8.5 \times 10^{-18} (\Delta P)^{0.8} \quad (6)$$

$$\Delta \alpha = 8.5 \times 10^{-18} \Delta N + 6 \times 10^{-18} \Delta P \quad (7)$$

La variation du coefficient d'absorption causée par cet effet est trop faible pour pouvoir l'utiliser pour concevoir des modulateurs à électro-absorption. Par conséquent, ce phénomène physique est plutôt adapté pour réaliser des modulateurs à électro-réfraction ce qui implique l'utilisation de structures interférométriques telles que les résonateurs en anneau ou les MZI.

La plupart des modulateurs Si rapides actuels sont basés soit sur l'accumulation soit sur la déplétion de porteurs obtenus en intégrant une diode PN ou une capacité MOS à l'intérieur du guide d'onde.

Les modulateurs à déplétions sont basés sur une diode polarisée en inverse pour obtenir la variation de densité de porteurs, et présentent des bandes passantes intrinsèques très grandes allant jusque 70 GHz [29-31]. De nombreuses structures ont été proposées pour exploiter cet effet, cependant les variations d'indice effectif typiques obtenues restent limitées à quelques 10^{-4} . Une région active de quelques millimètres de long est donc nécessaire pour obtenir une variation de phase de π , ce qui a une conséquence sur la puissance consommée. Les modulateurs Si MZI utilisant la déplétion de Si fonctionnent typiquement à 40 Gbit/s et plus, mais leur consommation énergétique est de l'ordre de quelques pJ/bit.

La consommation peut être réduite jusqu'à une centaine de fJ/bit grâce à l'utilisation des résonateurs en anneaux. Cependant les résonateurs en anneaux sont très sensibles aux variations de température et leur fonctionnement est limité en termes de bande passante spectrale.

Pour remédier au problème de consommation énergétique, les modulateurs à accumulation de porteurs ont été proposés plus récemment [32]. Il s'agit de capacités MOS, polarisées en direct ce qui induit une accumulation des charges au niveau de l'interface entre l'oxyde et le semiconducteur dopé. L'accumulation de porteurs permet d'obtenir une variation d'indice effectif Δn_{eff} plus grande qu'en exploitant la déplétion de porteurs, de l'ordre de 10^{-3} - 10^{-2} , tout en maintenant une fréquence de coupure de l'ordre de 10-30 GHz. La consommation d'un tel modulateur avec une région active de 400 μm incorporée dans un MZI est inférieure au pJ/bit.

En parallèle avec les structures à électro-réfraction, le développement de modulateurs plus compacts, basés sur l'électroabsorption dans le Ge ou les alliages $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riches en Ge a été proposé et est développé depuis une dizaine d'années. Il a en effet été démontré que, bien que présentant une bande interdite indirecte, la faible différence d'énergie (140 meV) entre l'énergie de bande interdite directe et indirecte du Ge rend possible l'exploitation des effets d'électroabsorption. Ces structures présentent l'avantage majeur de conduire à des composants beaucoup plus compacts que les modulateurs Si classiques. La capacité équivalente des composants est ainsi réduite, ce qui permet d'envisager des consommations énergétiques inférieures à 100 fJ/bit, particulièrement adaptées pour les communications courtes distances entre circuits intégrés (chip to chip) ou à l'intérieur des circuits intégrés (intra chip) [21]. L'électroabsorption peut être obtenue par effet Franz Keldysh dans les matériaux massifs ou par effet Stark confiné quantiquement dans les structures à puits quantiques.

Effet Franz Keldysh

L'effet Franz Keldysh (EFK) a lieu dans les semiconducteurs massifs. En absence de champ électrique appliqué, le semiconducteur est transparent pour les photons dont l'énergie est plus petite que l'énergie de bande interdite, c'est-à-dire pour les longueurs d'onde supérieures au bord de bande d'absorption (Fig. 10(a)). En revanche, lorsqu'un champ électrique est appliqué à la structure, les fonctions d'onde de l'électron et du trou s'étendent dans la zone interdite, Fig. 10(b), ce qui rend possible l'absorption de photons avec l'énergie plus petite que celle correspondante à l'énergie de bande interdite. Ainsi, le spectre d'absorption se décale vers les plus grandes longueurs d'ondes (Fig. 10(c)). Typiquement des diodes PIN en Ge polarisées en inverse sont utilisées pour exploiter cet effet. Des modulateurs ayant des consommations inférieures à 100 fJ/bit ont été démontrés avec des taux d'extinction compris entre 3 et 8 dB [34-36], cependant avec le Ge pur les longueurs d'ondes utilisables sont supérieures à 1.6 μm . Pour adresser les longueurs d'ondes de la bande C, l'EFK a été utilisé dans un alliage $\text{Si}_{0,0075}\text{Ge}_{0,9925}$ [36], le modulateur a un ER de 10 dB et une consommation de 50 fJ/bit.

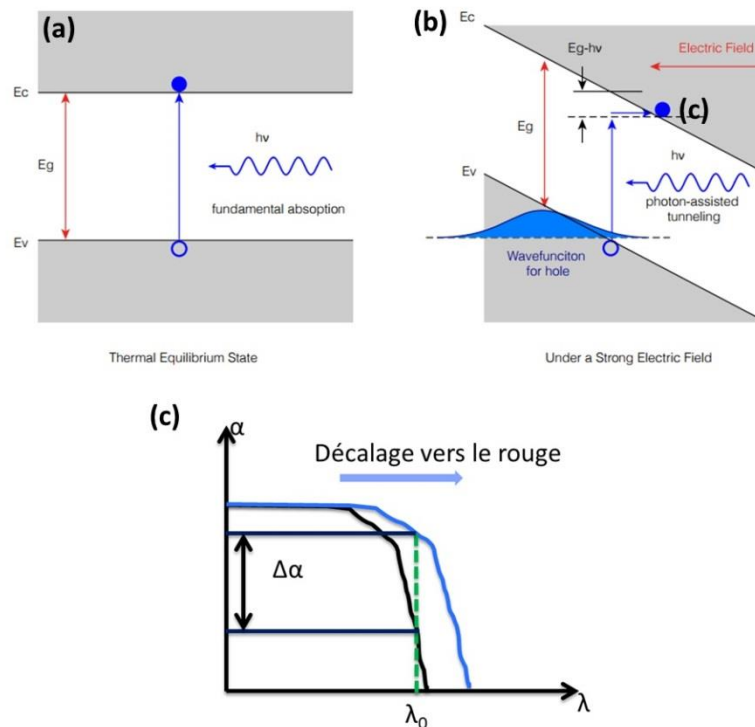


Figure 10: diagramme simplifié des bandes d'énergie d'un matériau massif [33] (a) sans champ électrique appliqué, (b) champ électrique appliqué, (c) effet de l'application d'un champ électrique sur le spectre d'absorption.

Effet Stark Confiné Quantiquement

Une alternative à l'EFK est l'Effet Stark Confiné Quantiquement (ESCQ) qui se produit dans les structures à puits quantiques. Grâce au confinement des porteurs dans les puits quantiques la densité d'états a une structure en marche d'escaliers ce qui conduit à un bord de bande plus abrupte dans les puits quantiques que dans le matériau massif. De plus un pic d'absorption est

présent grâce à l'interaction coulombienne des paires électron-trou (exciton) Lors qu'un champ électrique est appliqué à la structure, un décalage du bord de bande vers les longueurs d'onde plus élevées et la réduction du pic d'absorption sont observés. La réduction du pic d'absorption est due au fait que le champ électrique décale le trou et l'électron des côtés opposés dans le puits quantique (Fig. 11 (a) et (b)). L'intégrale de recouvrement entre les fonctions d'ondes de l'électron et du trou diminue, d'où la réduction de l'amplitude du pic. La réduction du pic excitonique et le décalage du bord de bande (Fig. 11 (c)) sont les deux caractéristiques de l'ESCQ. L'ESCQ est le phénomène le plus efficace pour la réalisation d'un modulateur à électroabsorption. Ce phénomène est largement utilisé dans les structures à puits quantiques III-V pour la démonstration des modulateurs à électroabsorption [38-39].

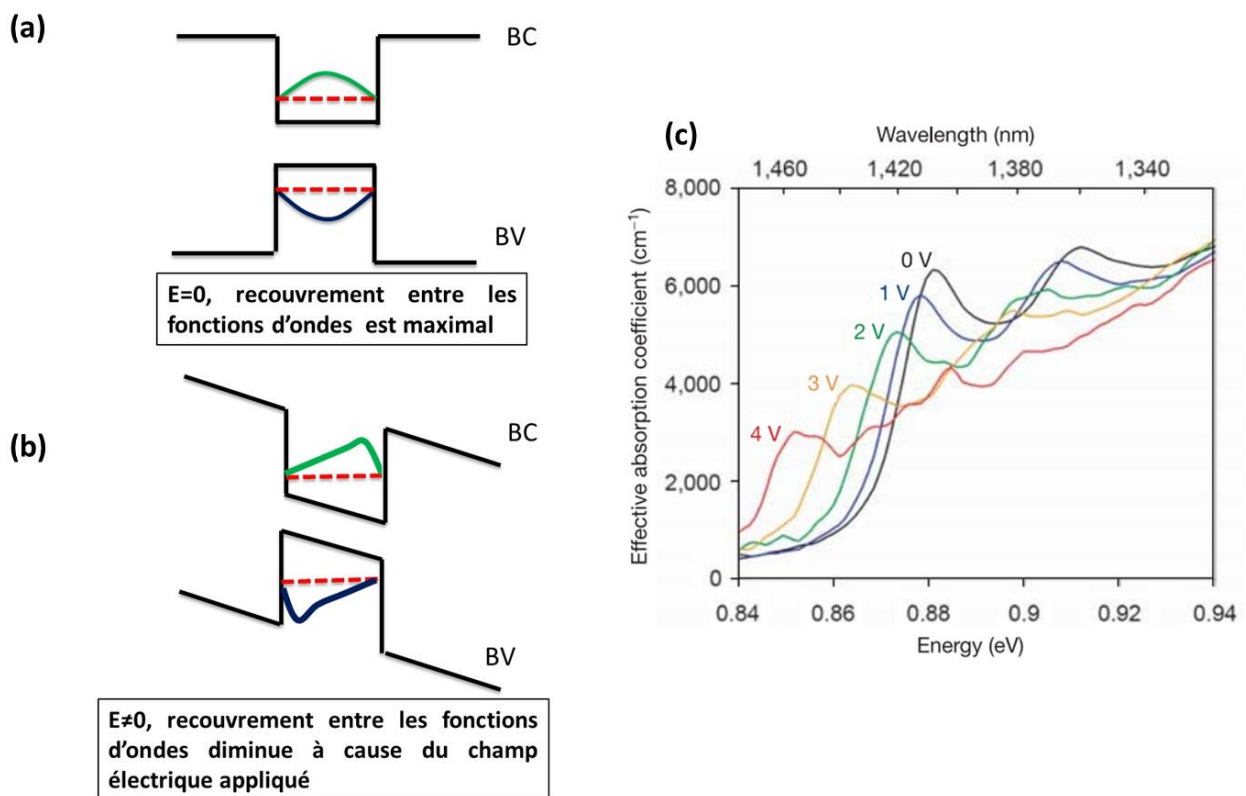


Figure 11: Diagramme des bandes d'énergie simplifié d'un puits quantique Ge/SiGe (a) sans champ électrique appliqué, (b) avec un champ électrique appliqué. Les fonctions d'ondes de l'électron et du trou sont représentées par les courbes vertes et bleues respectivement, (c) courbe d'ESCQ obtenue expérimentalement, issue de [37].

La première démonstration de l'ESCQ avec un matériau compatible avec le Si a été réalisée en 2005 à l'Université de Standford par Kuo et al. [37]. En effet, des mesures de spectroscopies de photocourant ont été utilisées pour montrer que l'ESCQ pouvait être obtenu dans des structures à puits quantiques Ge/SiGe avec une forte concentration en germanium dans le SiGe. Ce résultat a constitué la première démonstration de l'utilisation d'un effet de bande interdite directe dans un matériau à bande interdite indirecte, et a ouvert la voie à de nombreux travaux [40-52], à la fois concernant la compréhension fine des mécanismes entrant en jeu, mais également concernant la réalisation de composants optoélectroniques innovants

basés sur ces mécanismes, le premier étant le modulateur à électroabsorption. Les principaux résultats obtenus sont reportés ci-dessous.

2.5 Composants optoélectroniques à base de puits quantiques Ge/SiGe

Suite à la première démonstration effectuée par Kuo et al [37], de nombreux travaux ont été menés sur les structures à puits quantiques Ge/SiGe pour la réalisation de composants efficaces. Ainsi, un modulateur ayant un taux d'extinction de 9 dB a été démontré avec une bande passante de 23 GHz et une consommation de 108 fJ/bit [43], Fig. 12. De façon remarquable la même structure à puits quantiques peut être utilisée pour réaliser un photodétecteur performant ayant une responsivité de 0.8 A/W et une longueur de 80 μm seulement [44]. Il est à noter que les structures à puits quantiques peuvent être accordées en longueur d'onde en modulant l'épaisseur des puits [45] ou la contrainte dans ces derniers [46]. Avec les deux stratégies la longueur d'onde de travail peut être déplacée à 1.3 μm . Pour la modulation de l'épaisseur des puits, des modulateurs à électroabsorption à puits quantiques ont été démontrés sur toute la bande O (1260-1360 nm).

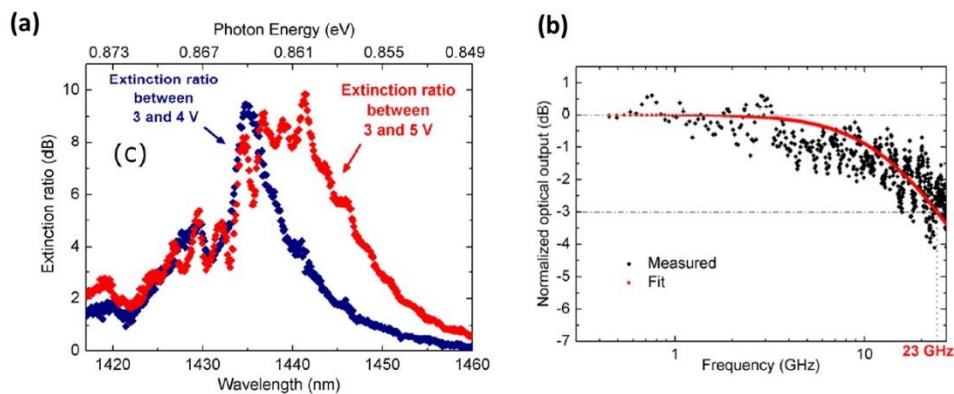


Figure 12: Modulateur à puits quantiques Ge/SiGe (a) taux d'extinction en fonction de la longueur d'onde, (b) bande passante à -3dB.

L'intégration de ces structures sur une plateforme passive SOI a été étudiée dans les nombreux groupes [47-50] et jusqu'à présent cette approche est toujours en cours d'études. En revanche, une autre plateforme guidante, celle basée sur les guides d'ondes $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riches en Ge sur buffer graduel a permis de réaliser un modulateur intégré et démontrer un lien optique complet [51]. La démonstration d'un modulateur à électrorefraction permettrait de compléter les possibilités offertes par cette plateforme. En effet, la variation d'absorption causée par l'ESCQ s'accompagne d'une variation de l'indice de réfraction. Par conséquent, les premières études de l'électrorefraction assistée par l'ESCQ dans les puits quantiques Ge/SiGe ont permis de mettre en évidence le potentiel de ces structures. Ainsi, une variation de l'indice de réfraction de 1.3×10^{-3} soit un ordre de grandeur de plus que dans les modulateurs à déplétion [52] a été obtenue dans une structure seulement de 64 μm de long. Le développement d'un modulateur électrorefractif à base de puits quantiques Ge/SiGe est détaillé dans ce travail de thèse.

3. La photonique Si pour le moyen infra rouge

3.1 Motivation

Le champ d'application de la photonique Si ne se limite pas au domaine de télécommunications. Le domaine spectral de moyen infrarouge (MIR) délimité par les longueurs d'ondes de 2 à 20 μm est un sujet intense de recherche à l'heure actuelle. C'est une région avec un très grand potentiel applicatif. En effet, le MIR possède des raies d'absorption spécifiques pour de nombreuses molécules (Fig. 13 (a) et (b)).

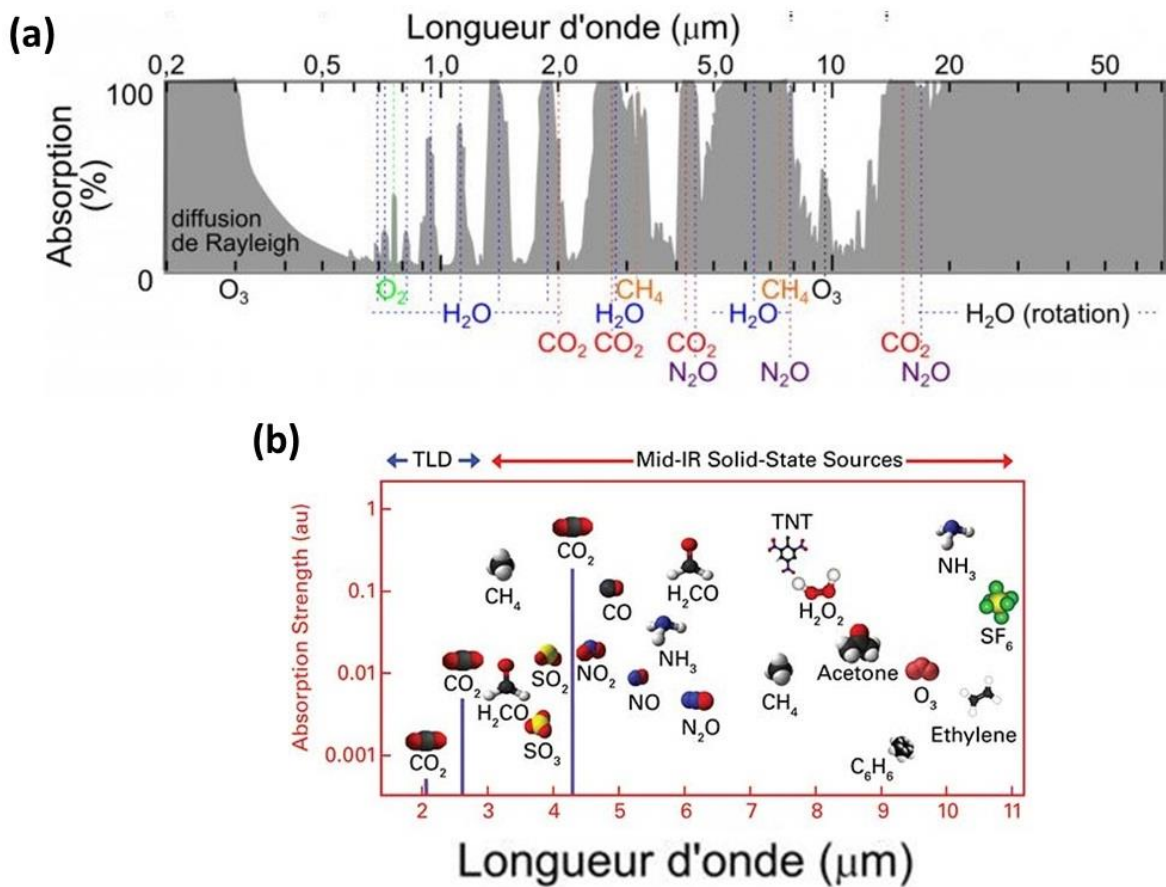


Figure 13: Absorptions caractéristiques (a) des gaz atmosphériques [53], (b) différentes espèces chimiques [54].

Grâce à l'identification spécifique dans le MIR, les applications visées par les systèmes spectroscopiques travaillant dans le MIR sont nombreuses, (Fig.14) : le contrôle de production, la qualité alimentaire, le diagnostic non invasif des maladies, la sécurité (détection des explosifs possible, comme celle du TNT), la détection de polluants ou de gaz à effet de serre.

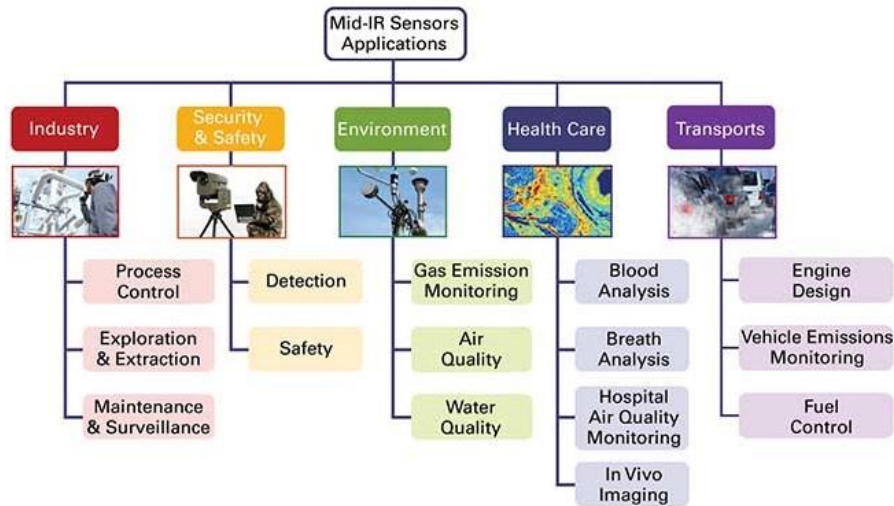


Figure 14: Applications des systèmes spectroscopiques MIR, issu de [54].

Le MIR est une région aussi particulièrement intéressante pour d'autres secteurs. En effet, pour l'astronomie le MIR est une région particulièrement propice pour l'observation de corps célestes comme les planètes, astéroïdes etc. L'utilisation de l'imagerie infrarouge proche n'est pas adaptée pour l'observation de ces objets car l'information recueillie sera bruitée par l'émission thermique dans l'infrarouge proche des étoiles [56]. Enfin, pour le secteur de télécommunications, le MIR est envisageable pour les communications en espace libre dans les fenêtres de transparence de l'atmosphère terrestre.

Malgré une forte demande, à l'heure actuelle les systèmes spectroscopiques commercialisés sont volumineux et sont basés sur un assemblage d'éléments discrets, ce qui nécessite une procédure d'alignement complexe et rend le système mécaniquement peu stable et peu robuste. Dans ce contexte, l'approche basée sur les systèmes intégrés est une solution naturelle au problème. En utilisant cette approche les nouveaux systèmes spectroscopiques héritent de tous les développements réalisés en photonique intégrée ces dernières années. De plus, en utilisant le Si ou les matériaux qui sont compatibles avec ce matériau les systèmes développés dans le MIR bénéficient d'une technologie mature et de tous les avantages qui lui sont associés : production de masse, composants à bas coût, miniaturisation. Ainsi, des lignes de production pour le prototypage des systèmes spectroscopiques dans le MIR sont déjà disponibles par le biais du consortium MIRPHAB [57]. A l'heure actuelle des nombreux matériaux sont utilisés pour construire des systèmes intégrés spectroscopiques dans le MIR, les principales plateformes sont présentées ci-dessus.

3.2 Etat de l'art

Différentes approches ont été exploitées pour construire une plateforme spectroscopique dans le MIR. Ces approches diffèrent par les matériaux utilisés et donc par les régions spectrales qui peuvent être adressées.

Verres de chalcogénures

Les verres de chalcogénures sont remarquables pour leurs grandes plages de transparence dans le MIR. En effet, les sulfures sont transparents jusqu'à 11 μm , les selenures jusqu'à 15 μm et les tellures peuvent atteindre la longueur d'onde de 19 μm . Des guides d'ondes GeAsSe avec des pertes de 0.84 dB/cm à $\lambda=5.2$ μm ont été démontrés [58]. Sur la plateforme AsSe/GeSbS (Fig. 15 (a)) des résonateurs en anneaux ont été réalisés (Fig. 15(b)) pour la détection d'éthanol (Fig. 15 (c)) avec des facteurs de qualité de l'ordre de 2×10^5 et des pertes de propagation de 0.7 dB/cm. L'utilisation d'arsenic (As) étant très contraignante en termes de normes environnementales à cause d'une formation possible de l'oxyde d'As qui est toxique. Par conséquent, d'autres plateformes photoniques à base de chalcogénures sont en cours de développement aujourd'hui. Ainsi, des guides avec des pertes de 2.5 dB/cm ont été démontrés sur la plateforme GeSbSe (Fig. 15 (d) et (e)) à une longueur d'onde de 7.7 μm par Gutierrez-Arroyo et al. La caractérisation des guides était suivie par une expérience de détection de CH_4 et de N_2O en utilisant cette plateforme [59]. Il est à noter que les chalcogénures sont aussi une piste prometteuse pour la réalisation de sources non linéaires large bande dans le MIR grâce à leurs forts coefficients non linéaires. Une démonstration de supercontinuum dans le MIR a été réalisée par Yu et al. [60] de 2.5 et 7.5 μm .

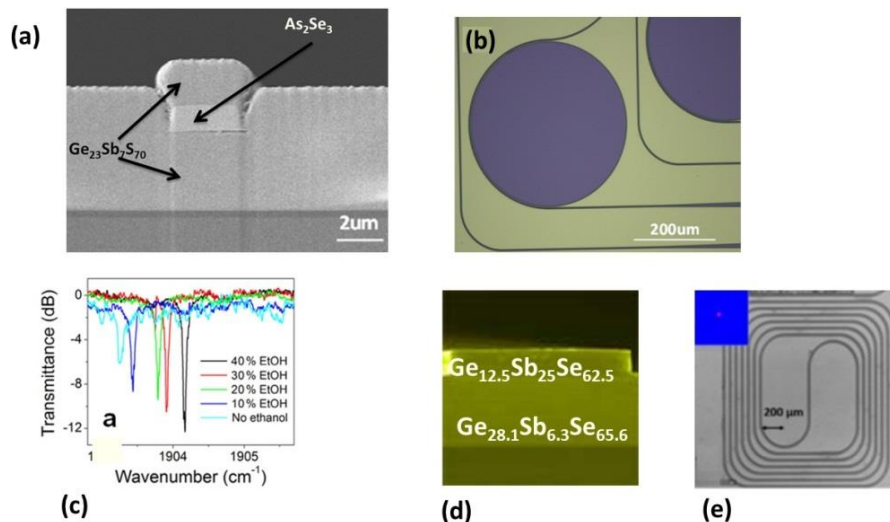


Figure 15: (a) Vue en coupe au MEB d'un guide AsSe avec cladding de Ge/Sb/Se [58], (b) vue au microscope optique d'un résonateur à microdisque réalisé avec l'empilement GeSbS/AsSe/GeSbS [58] et (c) la transmission de ce dispositif lors de l'expérience de détection de l'éthanol [58], (d) guide d'onde $\text{Ge}_{12.5}\text{Sb}_{25}\text{Se}_{62.5}/\text{Ge}_{28.1}\text{Sb}_{6.3}\text{Se}_{65.6}$ et (e) vue des spirales fabriquées et caractérisées sur la même plateforme [59].

Matériaux III-V

Les matériaux III-V ont une grande fenêtre de transparence dans le MIR. Par exemple, avec les guides GaAs/AlGaAs (Fig. 16(a)) des longueurs d'onde jusqu'à $13\ \mu\text{m}$ sont accessibles. De plus, l'approche basée sur les composants III-V est avantageuse pour son intégration naturelle avec une source. Les lasers à cascade quantiques (QCL) et les VCSEL (vertical cavity emitting laser) à base de GaSb sont déjà utilisés pour obtenir des sources performantes dans le moyen infrarouge pour les systèmes spectroscopiques [61-62]. Ainsi, un multiplexeur fonctionnant entre 7.1 et $8.5\ \mu\text{m}$ pour une intégration monolithique avec le laser a été démontrée récemment sur la plateforme passive InGaAs/InP, Fig. 16(b). Les guides de cette plateforme possèdent une atténuation de $2.9\ \text{dB/cm}$ à $\lambda=7.4\ \mu\text{m}$ [63]. Les alliages III-V sont également intéressants pour leurs propriétés non linéaires et leur utilisation dans le MIR. Dans ce but, les guides GaSb avec des pertes de $0.7\ \text{dB/cm}$ à une longueur d'onde de $2\ \mu\text{m}$ et une susceptibilité non linéaire de second ordre de $150\ \text{pm/V}$ ont été proposés pour la réalisation de conversion paramétrique [64].

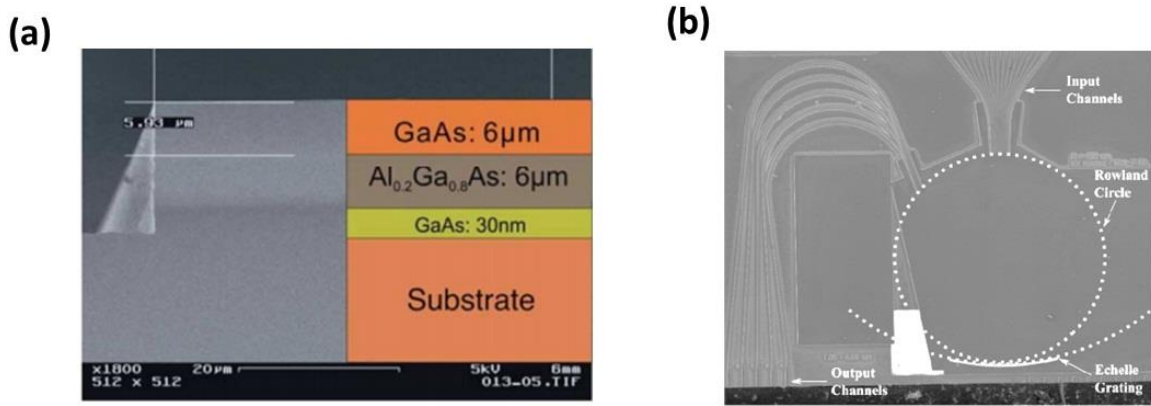


Figure 16: (a) Vue au MEB d'un guide d'onde GaAs/AlGaAs [58], (b) vue au MEB d'un multiplexeur sur la plateforme InGaAs/InP, [63].

Guides Si: SOI, Si suspendu, Si sur saphir

Avec les progrès de la microélectronique et le déploiement de la photonique pour les télécommunications à 1.55 et $1.3\ \mu\text{m}$ le Si est le candidat évident pour concevoir une plateforme photonique dans le MIR. En utilisant le SOI, des guides d'onde Si à faible pertes entre 0.6 - $0.7\ \text{dB/cm}$ ont été démontrés à $\lambda=3.39\ \mu\text{m}$ [65]. Puis un spectromètre à transformée de Fourier compact, constitué de 42 MZI cascades à une longueur d'onde de $3.75\ \mu\text{m}$ a été démontré [66], Fig. 17(a). Enfin cette plateforme a permis de démontrer aussi une brique de base importante pour les systèmes spectroscopiques : il s'agit d'une cavité. En effet, des résonateurs en anneau avec un rayon de courbure de $150\ \mu\text{m}$ et des facteurs de qualité de 10^6 ont été expérimentalement démontrés pour la gamme spectrale de 3.5 à $3.8\ \mu\text{m}$ [67]. L'absorption de SiO₂ au-delà de $4\ \mu\text{m}$ est le facteur limitant pour le SOI, pour aller plus loin et continuer d'utiliser le Si d'autres solutions ont été proposées. Ainsi, les guides Si sur un piédestal de SiO₂ ont été développés, le SiO₂ reste présent, mais son impact sur les

performances des guides devrait être limité par la taille du piédestal qui supporte la structure (Fig. 17 (b)). Les pertes à hauteur de 2.5 dB/cm à $\lambda=3.39 \mu\text{m}$ ont été reportées pour ces guides [68].

La limitation due à l'absorption de SiO_2 peut être contournée en utilisant le saphir come substrat. Les guides ainsi fabriqués (Fig. 17(c)) sont opérationnels jusqu'à la longueur d'onde de $6.6 \mu\text{m}$ correspondant à la limite de transparence du saphir [69]. Des guides avec des pertes de 1.92 dB/cm ont été démontrés [70] ainsi que des résonateurs en anneaux aux longueurs d'ondes entre 4.3 et $4.6 \mu\text{m}$ avec des facteurs de qualité compris entre 150 000 et 300 000 [71]. Il est à noter que le saphir a des propriétés remarquables de stabilité mécanique et de résistance à l'érosion et la corrosion ce qui permet d'envisager l'utilisation de telle plateforme pour la spectroscopie dans les milieux hostiles.

Enfin, pour l'extension de la plage d'utilisation de Si, les guides en Si suspendu (Fig. 17 (d)) ont été proposés et démontrés expérimentalement avec des pertes de 0.82 dB/cm à $\lambda=3.715 \mu\text{m}$ [72]. Les guides suspendus sont potentiellement utilisables jusqu'à la limite de transparence du Si, soit une longueur d'onde de $8 \mu\text{m}$.

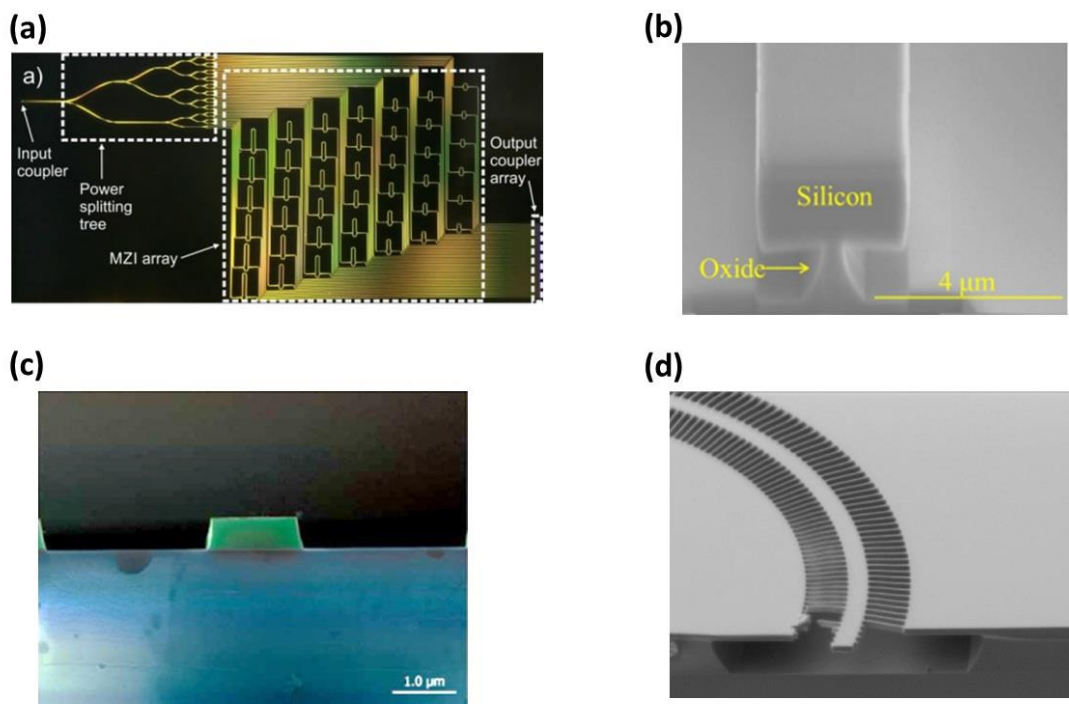


Figure 17: (a) vue au microscope optique d'un spectromètre a transformée de Fourier intégré sur SOI [66], (b) guide d'onde Si sur piédestal [68], (c) vue au MEB d'un guide Si sur saphir, l'image a été coloriée le Si est en vert et le saphir en bleu [69] (d) guide d'onde Si suspendu vu MEB [72].

Ge sur Si

Le Ge pur sur un substrat de Si est utilisé actuellement dans le MIR grâce à sa grande région de transparence qui s'étend de 3 à $15 \mu\text{m}$. L'ensemble des composants passifs ont déjà été démontrés sur cette plateforme: les guides à faibles pertes entre 0.6 et 3 dB/cm [73-74], (Fig.

18 (a)), les multiplexeurs, (Fig. 18(b)), les réseaux de couplage, Fig. 18(c) et les cavités (Fig. 18(d)). Cependant, la présence du substrat de Si limite l'utilisation de cette plateforme aux longueurs d'onde inférieures à $8 \mu\text{m}$.

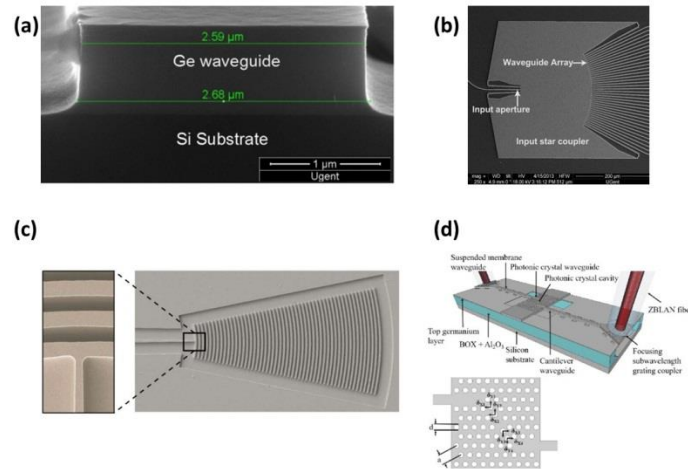


Figure 18: (a) vue au MEB d'un guide Ge sur Si [74], (b) vue au MEB d'un multiplexeur Ge sur Si [75], (c) réseau de couplage Ge sur Si vue au MEB [76] (d) vue schématique d'une cavité à cristal photonique Ge sur Si [77].

Guides $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ à gradient et à saut d'indice à faible concentration de Ge

Les guides à gradient d'indice à base d'alliages $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ sur substrat Si constituent une alternative aux guides Ge sur Si. Ainsi, avec une concentration $x \leq 0.42$ les guides à double gradient d'indice dont la vue en coupe est représentée sur la Fig. 19 (a), possèdent des pertes à hauteur de 1 dB/cm à la longueur d'onde $4.5 \mu\text{m}$ et ont permis de démontrer des structures complexes à cette longueur d'onde telles que les AWG (Fig. 19(b)).

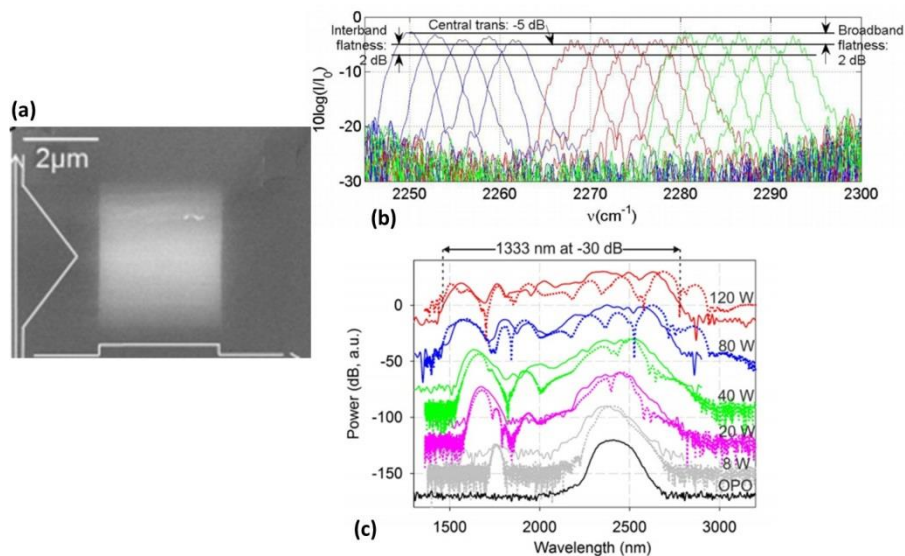


Figure 19: (a) guide à double gradient d'indice réalisé avec l'alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ à faible concentration de Ge sur substrat Si [78], (b) transmission expérimentale d'un AWG réalisé sur la même plateforme [78], (c) génération de supercontinuum sur une octave en utilisant les guides à gradient d'indice [79].

Ces structures peuvent être opérationnelles jusqu'à une longueur d'onde de 8 μm . L'avantage majeur de ces structures est de pouvoir ajuster les caractéristiques du guide d'onde grâce au gradient d'indice. Une dispersion anormale a été obtenue par ce biais dans ces structures pour démontrer la génération de supercontinuum sur une octave (Fig. 19 (c)). En ce qui concerne les guides SiGe à saut d'indice avec un cladding de Si leurs pertes sont de 0.5 dB/cm à la longueur d'onde de 4.75 μm [80]. Un réseau de couplage basé sur cette plateforme a récemment été proposé [80].

Plateforme $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riche en Ge sur buffer graduel

La plateforme $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riche en Ge sur buffer graduel est un développement récent. Elle était implémentée initialement dans le proche infrarouge (pour les applications télécom) pour assurer l'intégration des dispositifs à l'ESCQ sur substrat Si [51]. Les guides avec des pertes comprises entre 1 et 3 dB/cm ont été démontrés à 1.45 μm . La vue en coupe d'un empilement typique est détaillée sur la Fig. 20. En se basant sur ces résultats, cette plateforme est un candidat prometteur pour le MIR : les guides sont riches en Ge (concentration en $\text{Ge} \geq 80\%$) donc une grande fenêtre de transparence est attendue (de 3 à 15 μm). De plus, la présence d'un buffer graduel laisse la possibilité d'ajuster les caractéristiques des guides par exemple la dispersion en changeant le gradient de concentration. Le développement de cette plateforme est détaillé dans ce manuscrit de thèse.

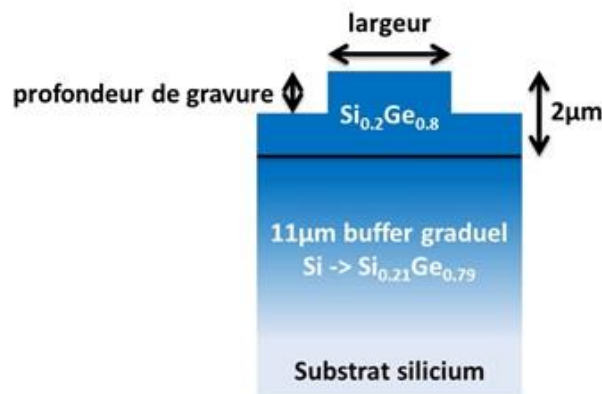


Figure 20: Vue en coupe de l'empilement envisagé pour la plateforme $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riche en Ge sur buffer graduel dans le MIR.

4. Objectifs de la thèse

Ce travail de thèse est consacré à l'étude de composants optoélectroniques dans le proche et moyen infrarouge en utilisant la plateforme $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riche en Ge. Le manuscrit contient 4 chapitres principaux dont le contenu est détaillé ci-dessus :

Proche Infrarouge

- le **Chapitre II** est dédié à la présentation des propriétés électroniques et optiques du Si, du Ge et des alliages $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ et des structures à puits quantiques Ge/SiGe utilisées dans la suite du manuscrit. Les différentes méthodes de croissance des couches seront présentées, avec leurs conséquences sur les propriétés des structures. Enfin l'accordabilité en longueur d'onde de l'ESCQ dans les structures à puits quantiques Ge/SiGe et sa dépendance à la polarisation de la lumière seront abordées.
- le **Chapitre III** est consacré aux travaux effectués durant cette thèse concernant l'étude de l'électroréfraction dans les puits quantiques Ge/SiGe couplés. La fabrication des composants de tests et la caractérisation d'un effet d'électroréfraction géant dans des structures à puits quantiques couplés seront détaillées. Pour exploiter cet effet, la région à puits quantiques devra être intégrée dans une plateforme passive. La seconde partie de ce chapitre est dédiée à la conception, fabrication et caractérisation des blocs de bases de cette plateforme passive, comportant notamment des structures interférométriques à base de guides $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riches en Ge.
- le **Chapitre IV** est dédié à la combinaison des régions actives présentant l'effet d'électroréfraction, avec la plateforme passive SiGe riche en Ge. Le couplage entre les régions actives et passives sera étudié, permettant la conception de structures intégrées, pour la réalisation de modulateurs optiques Mach Zehnder intégrés. Un procédé technologique comportant 9 étapes de lithographie électronique a été défini et mis en œuvre pendant cette thèse. Les points importants de ce procédé seront présentés, suivis des résultats de caractérisation de la première génération de composants. On verra notamment que dans cette première génération de composants il n'est pour l'instant pas possible de distinguer clairement l'effet d'électroréfraction d'un éventuel effet thermique. Cependant les pistes d'amélioration sont mises en évidence, permettant la fabrication d'une seconde génération de composants actuellement en cours.

Moyen Infrarouge

- Enfin le **Chapitre V** est consacré aux premières démonstrations du potentiel des structures $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riches en Ge sur dans le domaine du moyen infrarouge. Les performances des briques de base développées (guide d'onde et structures interférométriques) notamment leur caractère ultra-large bande est un atout majeur de cette nouvelle plateforme. En parallèle avec l'étude des circuits passifs les premières études pour mettre en évidence et caractériser les réponses non linéaires d'ordre 2 et 3 de ces structures sont présentées, le but étant de développer par la suite des composants actifs (sources, conversion de fréquence).

Chapitre II : Propriétés électroniques et optiques des structures Si, Ge, SiGe, et à puits quantiques Ge/SiGe

Les propriétés physiques, électriques et optiques des matériaux jouent un rôle crucial dans la conception de composants optoélectroniques. Ce chapitre est consacré aux propriétés des matériaux utilisés dans la suite de la thèse, et est divisé en deux grandes parties.

La première partie est consacrée aux alliages Si-Ge ($\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$). La structure cristalline et les propriétés électroniques et optiques de ces structures sont d'abord présentées, en fonction de la concentration x en Ge dans l'alliage. Puis la présentation des différentes méthodes de croissance permettra de mettre en évidence le rôle clef des contraintes dans les couches épitaxiées, et qui ont un rôle très important dans les propriétés des matériaux étudiés. Enfin, la structure à contraintes compensées utilisée dans la suite de ce travail sera présentée.

La deuxième partie est dédiée aux propriétés optiques des puits quantiques Ge/SiGe. L'influence de la polarisation de la lumière, de la contrainte et de l'épaisseur des puits sur le spectre d'absorption des structures sera présentée.

1. Si, Ge, alliages $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$

1.1 Propriétés électroniques et spectres d'absorption

Le Si et le Ge sont des éléments de la colonne IV du tableau périodique avec une structure cristalline de type diamant. La similitude entre les structures cristallines et les propriétés chimiques du Si et du Ge permet la formation d'alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, où x est la concentration en Ge. La concentration en Ge dans l'alliage peut varier de 0 à 100% sans restrictions. Les atomes composant l'alliage sont répartis aléatoirement et de façon homogène, la répartition respecte la composition de l'alliage. Les propriétés optiques et électroniques d'un matériau sont directement liées à la structure cristalline et donc à la structure des bandes d'énergie.

La connaissance des structures des bandes du Si et du Ge est nécessaire pour la compréhension des propriétés de l'alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Le Si et le Ge sont des semi-conducteurs à bande interdite indirecte. Pour les 2 matériaux le sommet de la bande de valence est situé en $k=0$ (centre de la zone de Brillouin), Fig. 21(a) et (b). Elle est constituée de 2 bandes dégénérées, nommées bande de valence de trous lourds (heavy holes ou hh) et de trous légers (light holes ou lh). Le minimum de la bande de conduction pour le Si est situé dans la vallée X, le long de la direction $\langle 100 \rangle$ (Δ). Pour le Ge, le minimum est localisé dans la vallée L $\langle 111 \rangle$.

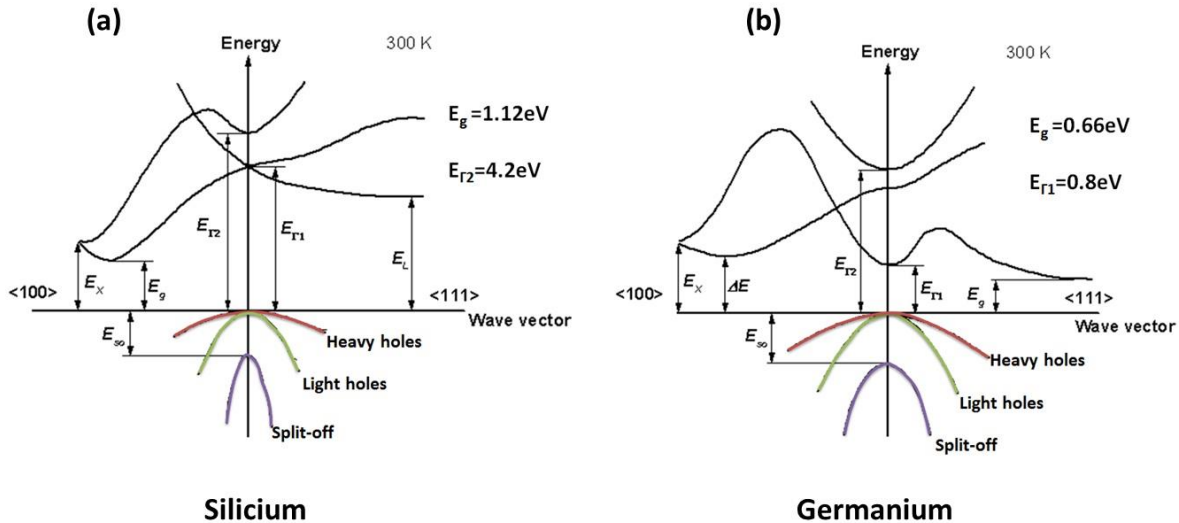


Figure 21: Structure des bandes d'énergie dans l'espace réciproque pour le Si (a), le Ge (b) à 300K [81].

Les propriétés d'absorption de ces deux matériaux dépendent des énergies de bande interdite directe et indirecte qui sont reportées dans tableau 1 à 300K.

	Si	Ge
Energie de bande interdite directe (eV)	4.06	0.80
Energie de bande interdite indirecte (eV)	1.12	0.66

Tableau 1: Energies de bande interdite directe et indirecte du Si et du Ge à 300K, [81].

Les énergies de bande interdite directe et indirecte du Ge sont très proches, ce qui conduit à des propriétés d'absorption remarquables. Il est en effet possible d'obtenir l'absorption par bande interdite indirecte lorsque l'énergie des photons incidents est supérieure à 0.66 eV, mais aussi par bande interdite directe pour une énergie de photons supérieure à 0.8 eV. L'allure du spectre d'absorption du Ge (Fig. 22), avec un bord de bande d'absorption qui varie de manière très abrupte, autour de 0.8 eV (1.5 μm), est finalement plus proche de celui des matériaux à bande interdite directe comme GaAs que du Si. De plus, le Ge a une énergie de bande interdite inférieure à celle de Si, ce qui le rend particulièrement intéressant pour la photodétection pour les longueurs d'ondes où le Si est transparent [82-83,18].

Il est à noter que ces propriétés de « pseudo bande interdite directe » ont également suscité récemment un intérêt grandissant pour la réalisation de sources lasers intégrés monolithiquement sur Si [16-17].

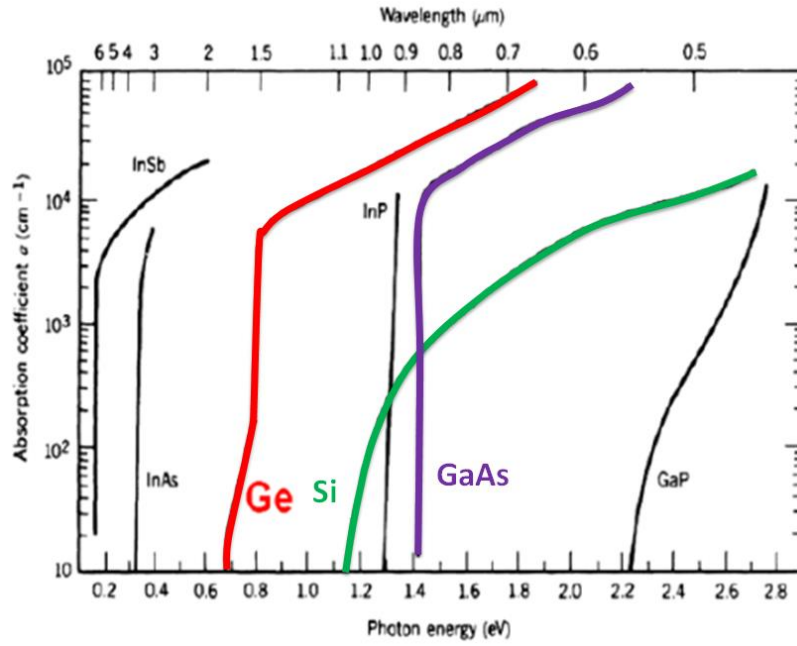


Figure 22: Coefficient d'absorption des différents semiconducteurs, issu de [84].

Concernant les alliages $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, Weber et al [85] ont déterminé des relations analytiques donnant l'évolution de leurs énergies de bande interdite directe et indirecte en fonction de la concentration en Ge x . L'énergie de bande interdite directe, varie linéairement avec la concentration de Ge selon :

$$E_{g_{directe}} = 4.06 - 3.26x \quad (8)$$

En revanche, pour l'énergie de bande interdite indirecte deux types de dépendances existent en fonction de la concentration en germanium:

-dépendance parabolique pour des concentrations $x < 0.85$

$$E_{g_{indirecte}} = 0.206x^2 - 0.43x + 1.155 \quad (9)$$

-dépendance linéaire pour des concentrations $x > 0.85$

$$E_{g_{indirecte}} = 2.010 - 1.27x \quad (10)$$

L'évolution de l'énergie de bande interdite directe et indirecte du $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ avec la concentration de Ge est reportée dans la Fig. 23 pour une température ambiante.

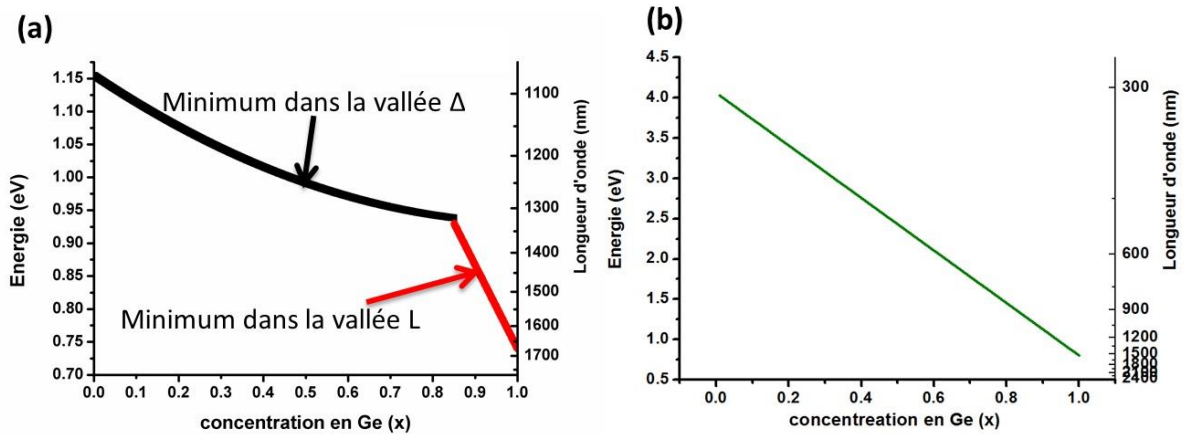


Figure 23: Evolution de l'énergie de bande interdite indirecte (a) et directe (b) dans un alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ en fonction de la concentration en Ge.

Pour des alliages $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ où la concentration en Ge n'excède pas 0.85, le minimum de la bande de conduction se situe dans la vallée Δ , comme pour le Si. L'alliage est dit "Si-like". Lorsque la concentration dans l'alliage est au-dessus de 0.85, le minimum de la bande de conduction est localisé dans la vallée L, la structure est alors appelée "Ge-like". L'évolution du spectre d'absorption de l'alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ a été étudiée expérimentalement en fonction de la composition de l'alliage par Braunstein et al. [86]. Les résultats de ces mesures sont représentés sur la Fig. 24.

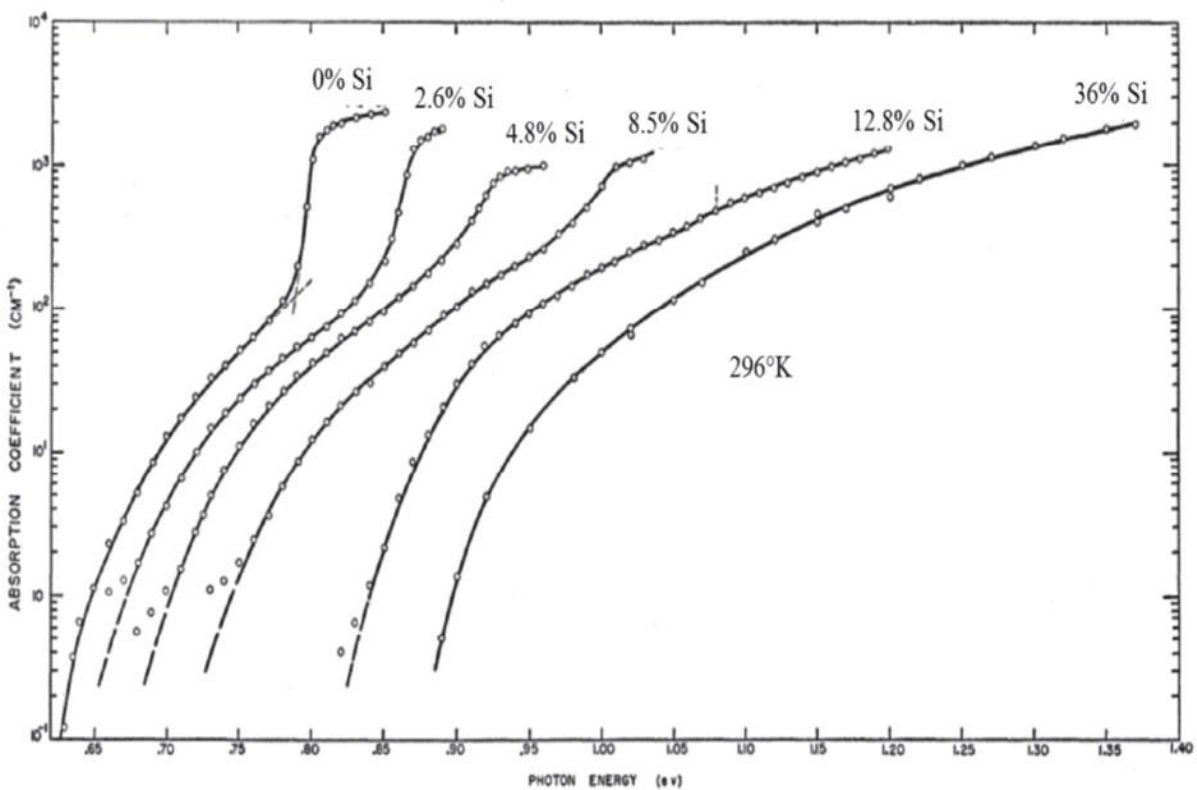


Figure 24: Evolution du spectre d'absorption d'un alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ en fonction de l'énergie des photons incidents et du pourcentage de Si dans l'alliage ($1-x$).

Le bord de bande d'absorption se déplace vers les hautes longueurs d'onde lorsque la concentration de Ge dans l'alliage augmente. Ce déplacement du bord de bande s'accompagne aussi d'un changement de la nature des transitions dans l'alliage. Ainsi, pour les structures "Si-like" (concentration en Ge inférieure à 85 %), la transition à bande interdite indirecte est dominante. Dans ce cas, le spectre d'absorption varie lentement en fonction de l'énergie des photons, comme par exemple dans le cas où la concentration en Si est de 36% (Fig. 24). En revanche, lorsque la concentration de Ge est supérieure à 85% la structure devient "Ge-like", nous remarquons l'apparition progressive de bords de bande d'absorption abrupts sur le spectre d'absorption de l'alliage, indiquant que la transition à bande interdite directe est de plus en plus importante dans l'alliage. Enfin, pour le Ge pur un bord de bande très abrupt est bien visible car la transition liée à la bande interdite directe devient prépondérante.

1.2 Croissances de couches minces Si_{1-x}Ge_x sur substrat Si

1.2.1 Paramètres de maille et contraintes

Pour développer des composants optoélectroniques efficaces en Ge et Si_{1-x}Ge_x la croissance des alliages doit être maîtrisée pour obtenir un matériau de qualité. Lorsque les paramètres de maille de deux matériaux sont identiques, il est possible de faire croître un matériau sur l'autre par épitaxie sans défauts et contraintes. Dans le cas du Si Ge, il faut prendre en compte le désaccord de maille de 4.2% entre le Si et le Ge. En effet, les dimensions caractéristiques des atomes de Si et de Ge ainsi que les paramètres géométriques de leurs cristaux respectifs sont reportés dans le Tableau 2.

T=300K	Si	Ge
Rayon atomique (Å)	1.46	1.52
Paramètre de maille a (Å)	5.43	5.66

Tableau 2 : Rayon atomique et paramètre de maille de Si et de Ge.

Dans une première approximation, le paramètre de maille de l'alliage Si_{1-x}Ge_x, noté $a_{Si_{1-x}Ge_x}$, varie linéairement avec la fraction de Ge x selon la loi de Vegard [87]:

$$a_{Si_{1-x}Ge_x} = a_{Si}(1 - x) + a_{Ge}x \quad (\text{nm}) \quad (11)$$

Un modèle quadratique a également été proposé [88] qui à l'heure actuelle correspond le mieux aux mesures expérimentales.

$$a_{Si_{1-x}Ge_x} = 0.00273x^2 + 0.0199x + 0.543 \quad (\text{nm}) \quad (12)$$

La dépendance du paramètre de maille de l'alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ en fonction de la concentration en Ge, va créer des contraintes lors du dépôt d'un alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ sur un alliage $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$, avec une concentration en Ge différente. Lors de la croissance épitaxiale les contraintes peuvent être générées par la différence de paramètres de maille mais aussi par la différence de coefficients de dilatation thermiques entre les alliages. La croissance épitaxiale a lieu à des températures entre 300 et 800°C suivant la technique employée. Lorsque le système revient à la température ambiante, le substrat et la couche déposée se rétractent différemment ce qui génère une contrainte dans le film. Pour les structures sur buffer graduel qui seront présentées plus tard, la contrainte thermique ne sera pas prise en considération car la croissance de ces structures a lieu à une température proche de 600°C. Ainsi, l'effet de contrainte par différence de paramètre de maille sur la structure des bandes du matériau est présenté ci-dessus.

Si une couche de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ est déposée sur un substrat $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ plus riche en Ge, autrement dit lorsque le paramètre de maille du substrat est supérieur à celui de la couche déposée, la couche subira une contrainte en tension (Fig. 25 (a)). Son paramètre de maille dans la direction perpendiculaire à la couche va diminuer. A l'inverse, une couche de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ déposée qui est plus riche en Ge que le substrat, cette dernière subira une contrainte en compression et le paramètre de maille hors plan va augmenter, Fig. 25 (b).

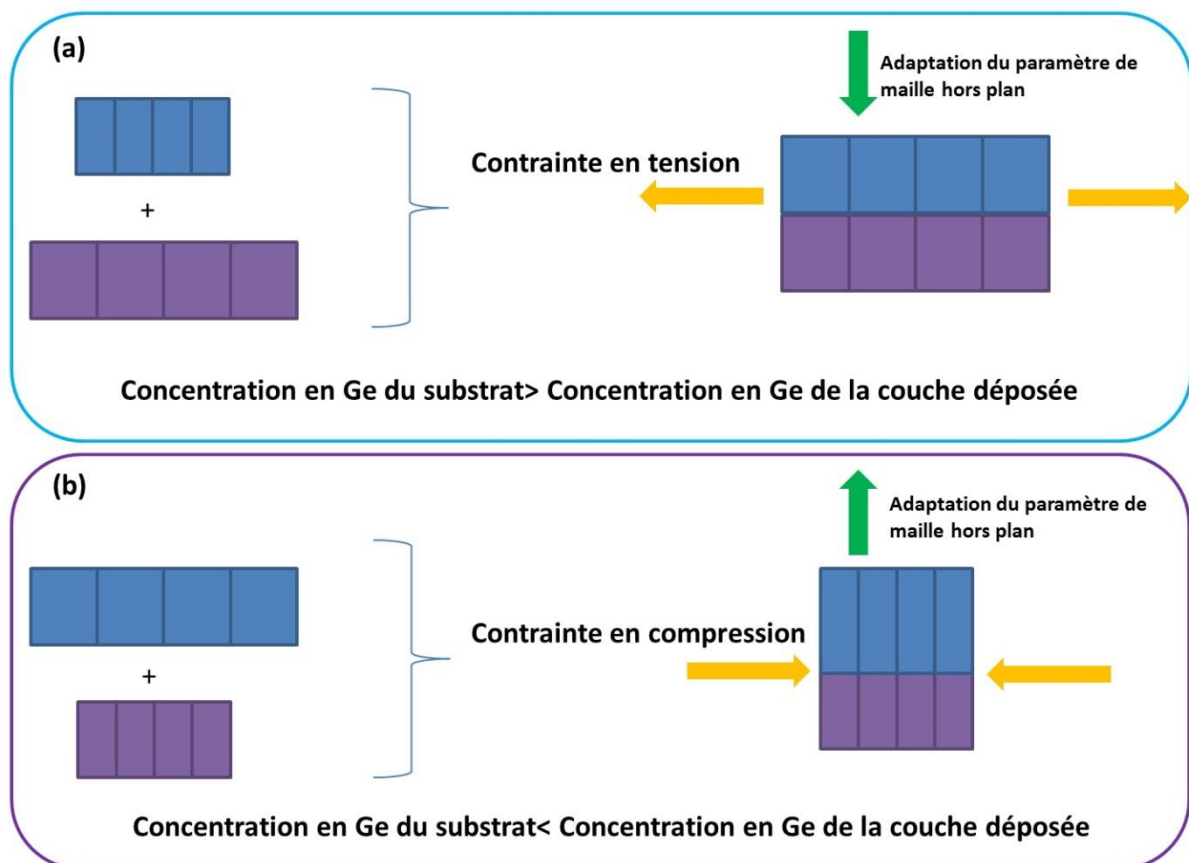


Figure 25: Types de contraintes en fonction de la concentration en Ge du substrat et de la couche déposée.

La croissance épitaxiale génère donc une contrainte biaxiale dans le film déposé. Une contrainte biaxiale est une superposition d'une contrainte hydrostatique et d'une contrainte uniaxiale. Etant donné que les deux types de contraintes ont des effets différents sur la structure de bande, cette décomposition permet d'avoir une meilleure compréhension des effets induits par la contrainte sur la structure de bande du semiconducteur.

La contrainte hydrostatique représente le changement volumique de la maille cristalline sous l'effet de la déformation et est capable de changer la position d'une bande d'énergie (Fig. 26(a)). Dans le cas des alliages SiGe la contrainte hydrostatique en compression augmente l'énergie de bande interdite. A l'inverse une contrainte en tension réduit l'énergie de bande interdite, ce qui a pour conséquence l'augmentation du coefficient d'absorption à une longueur d'onde donnée. De plus, pour un alliage riche en Ge ou pour le Ge pur la contrainte en tension réduit l'écart en énergie entre les minima des vallées Γ et L, le minimum de la vallée Γ pouvant devenir le minimum global si la contrainte atteint ≈ 4.6 GPa [89]. Dans ce cas le Ge peut devenir un matériau à bande interdite directe, ce qui présente un enjeu de premier ordre pour la réalisation de laser intégré monolithiquement en photonique Si.

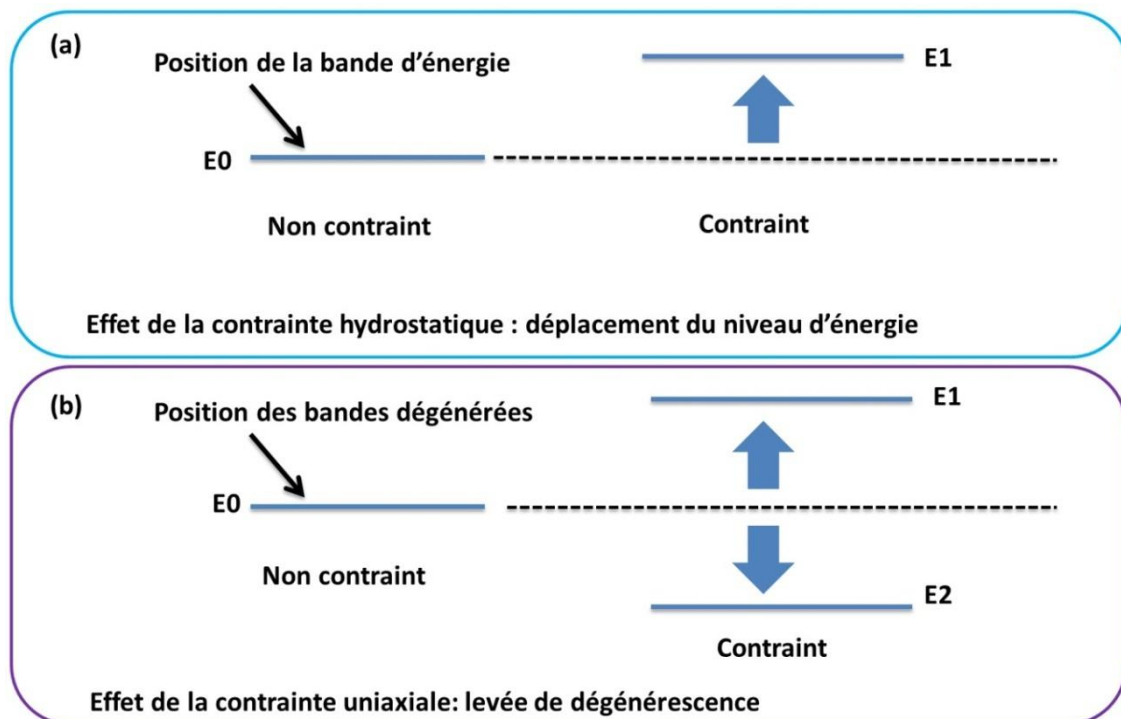


Figure 26: Effet des contraintes sur la structure de bande : (a) effet d'une contrainte hydrostatique, (b) effet d'une contrainte uniaxiale.

Une contrainte uniaxiale est responsable de la levée de dégénérescence des bandes d'énergies comme l'illustre la Fig. 26(b). Dans le cas de Ge contraint, cette contrainte lève la dégénérescence entre la bande des trous lourds et la bande des trous légers.

1.2.2 Epaisseur critique

Jusqu'à présent il a été supposé que la croissance était faite sans relaxation. Or la croissance épitaxiale d'une couche s'accompagne d'une accumulation d'énergie élastique qui est causée par la différence de paramètre de mailles et peut être décrite par la relation suivante :

$$E_{\text{élastique}} = 2\mu\varepsilon^2 t \frac{1+\nu}{1-\nu} \quad (13)$$

où ε est la déformation dans le plan, ν -coefficient de Poisson, μ -module de rigidité et t -l'épaisseur du film déposé. La qualité du film déposé par épitaxie dépend de son épaisseur. En effet, lorsque l'épaisseur déposée est en dessous d'une épaisseur t_c , dite épaisseur critique, le système minimise son énergie en adaptant son paramètre de maille à celui du substrat. En revanche, lorsque l'épaisseur du film atteint ou dépasse t_c , ce dernier minimise son énergie en regagnant son propre paramètre de maille et en formant des dislocations, la couche est alors relaxée. Une dislocation d'inadaptation (misfit dislocation) est représentée sur la Fig. 27.

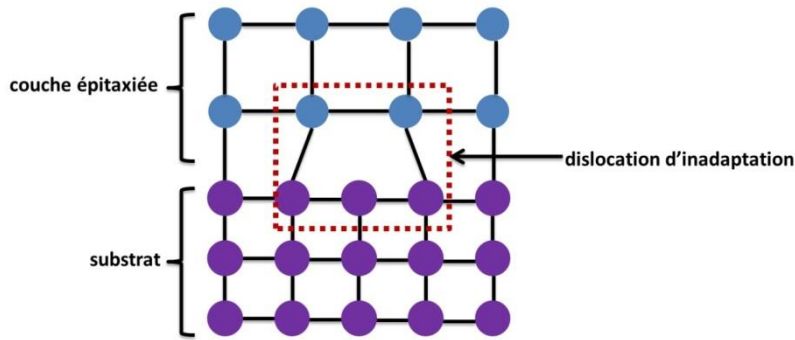


Figure 27: Relaxation de contrainte dans une couche épitaxiée par formation de dislocation.

L'épaisseur critique d'un alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ déposé sur un substrat de Si dépend fortement de la concentration en Ge de l'alliage. Ainsi, la Fig. 28 représente l'évolution de l'épaisseur critique d'un film $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ sur Si en fonction de la concentration de Ge [90].

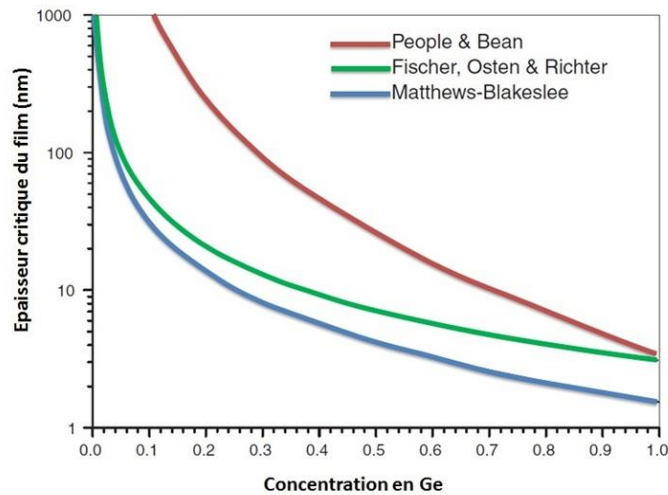


Figure 28: Epaisseur critique d'une couche $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ épitaxiée sur Si en fonction de la concentration en Ge (issu de [90]).

L'épaisseur critique du film dépend aussi du substrat. En effet, lorsque la croissance d'une couche $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ est faite sur un substrat $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$, avec $x \neq y$, et non sur du Si pur, la valeur de l'épaisseur critique augmente.

La création de dislocations d'inadaptation s'accompagne aussi de la création de dislocations traversantes (threading dislocations ou TDD). Chaque dislocation d'inadaptation crée deux dislocations traversantes qui pénètrent dans le film épitaxié (Fig. 29).

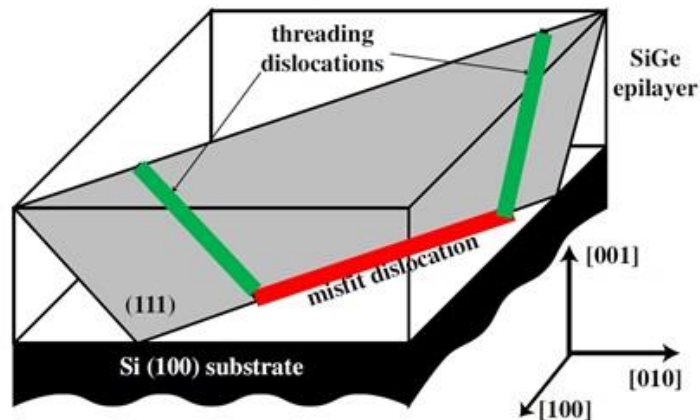


Figure 29: Création de dislocations traversantes, issu de [88].

Ces dislocations influencent le comportement des dispositifs électroniques fabriqués à base de matériaux épitaxiés. Les défauts peuvent interagir avec un trou ou un électron et ainsi piéger le porteur de charge. La densité des dislocations traversantes ("threading dislocation density" ou TDD) est un critère pour mesurer la qualité du film épitaxié. Cette grandeur représente le nombre de dislocations traversantes par unité de surface dépend de l'épaisseur déposée et de la technique utilisée pour la croissance du film.

1.2.3 Compensation de contraintes : croissance de structures à puits quantiques Ge/SiGe

Malgré la différence de paramètres de maille entre le Si et le Ge une technique a été proposée pour réaliser la croissance de multi couches SiGe riches en Ge (ou puits quantiques) d'épaisseur arbitraire pouvant atteindre plusieurs centaines de nanomètres, basée sur la compensation des contraintes au niveau de chaque couche, en maintenant l'épaisseur de chaque couche inférieure à son épaisseur critique.

La croissance est effectuée sur un substrat virtuel (VS) riche en Ge (Fig.30 (a)). Un empilement de couches A et B, des épaisseurs respectives h_a et h_b sera à contraintes compensées si h_a et h_b sont inférieures à l'épaisseur critique et si la relation (14) est vérifiée où a_a , a_b , a_{vs} sont les paramètres de maille de la couche A, de la couche b et du substrat virtuel respectivement. Ainsi, le substrat virtuel impose son paramètre de maille à la couche A. En contrepartie les couches A et B seront contrainte en tension si la couche est plus pauvre en Ge que le VS (Fig. 30(b)) ou en compression lorsque cette dernière est plus riche en Ge.

$$a_{vs} = \frac{h_b a_b + h_a a_a}{h_b + h_a} \quad (14)$$

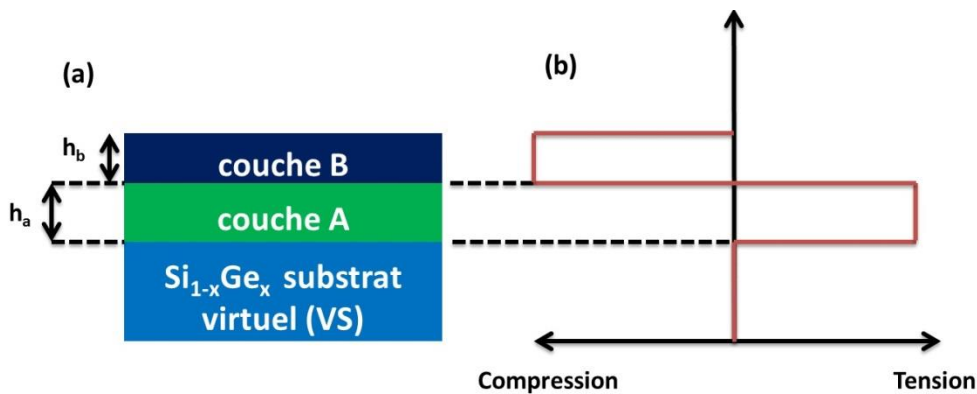


Figure 30: (a) Empilement des couches pour la structure à contraintes compensées, (b) contraintes dans les couches : à titre d'exemple la couche A est ici supposée plus pauvre en Ge que le VS tandis la couche B est plus riche en Ge que le VS.

L'équation (14), signifie que pour avoir une structure à contraintes compensées à multicouches riches en Ge il faut que le paramètre de maille moyen pondéré par l'épaisseur des couches de l'empilement $\frac{h_b a_b + h_a a_a}{h_b + h_a}$ soit égal à celui du substrat virtuel [90]. Le paramètre de maille et la concentration en Ge étant liés, cela signifie aussi que pour obtenir une structure à contraintes compensées l'empilement déposé doit avoir une concentration moyenne en Ge égale à celui du VS. Il est à noter qu'une différence de quelques pourcents entre la concentration en Ge du substrat virtuel et celle d'une structure multicouche déposée n'induit pas de dégradation significative de la qualité du matériau déposé en termes de TDD. Ainsi, ce phénomène peut être utilisé par la suite dans la réalisation de structures photoniques où une

légère différence de concentration en Ge entre le substrat virtuel et les puits quantiques va favoriser le confinement de lumière dans la structure déposée sur le VS.

Un substrat virtuel pour la croissance des structures à contraintes compensées peut être obtenu par dépôt direct (Fig. 31(a)) sur le substrat Si ou grâce à l'usage d'une couche tampon (buffer) graduel (Fig. 31(b)) : une couche où la concentration en Ge varie progressivement dans la direction de croissance.

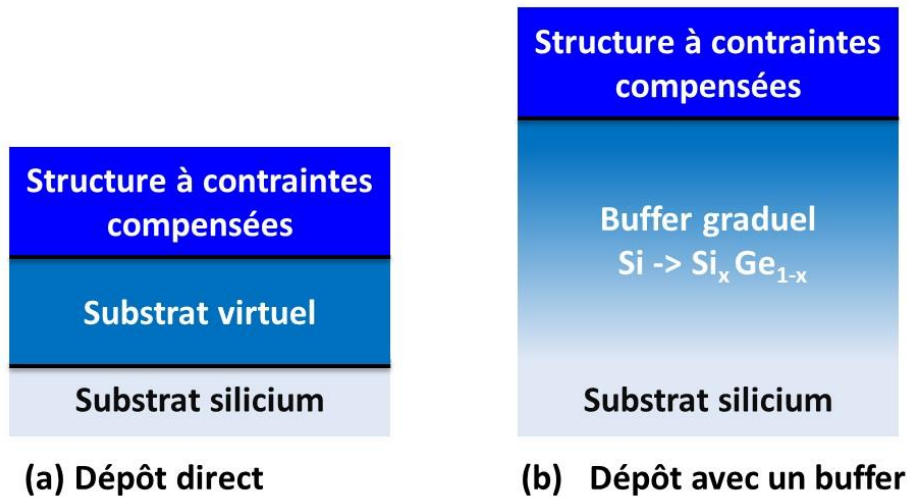


Figure 31: Stratégies de dépôt de substrat virtuel : (a) dépôt direct sur substrat Si, (b) dépôt avec un buffer graduel.

Deux approches ont été exploitées le buffer graduel dit inversé et le buffer graduel standard. L'utilisation d'un buffer graduel inversé nécessite la croissance d'une couche de Ge pur sur le substrat Si. Puis le buffer graduel inversé est réalisé en faisant décroître la concentration de Ge progressivement jusqu'à celle du substrat virtuel voulu. Une telle approche permet par la suite de faire croître une structure à contraintes compensées [91], en revanche la proximité d'une couche très riche en Ge induit des pertes par absorption et rend ainsi une telle stratégie difficilement utilisable pour les dispositifs intégrés. L'utilisation d'un buffer graduel standard consiste à faire croître le buffer directement sur le substrat tout en augmentant la concentration en Ge dans la direction verticale jusqu'à qu'elle atteigne celle du substrat virtuel.

La possibilité de réaliser un type de substrat virtuel donné dépend de la méthode de croissance utilisée. Ainsi, les différentes méthodes de croissance employées à l'heure actuelle seront présentées ci-dessus.

1.3 Méthodes de croissance des alliages Si_{1-x}Ge_x

En raison de la différence de paramètre de maille entre le Si et le Ge, la TDD typique pour la croissance de Ge pur sur un substrat de Si est de l'ordre de 10^9 - 10^{10} cm⁻² ce qui est réducteur pour tout dispositif électrique ou optique. Par conséquent, il est crucial

d'optimiser la croissance pour minimiser la TDD afin d'obtenir un substrat virtuel de grande qualité.

L'épitaxie par jets moléculaires ou MBE était la première des techniques utilisées pour la croissance de couches minces de Ge sur Si. Lors d'une croissance par MBE une source solide d'un matériau à déposer est chauffée jusqu'à sublimation. Le gaz ainsi formé se condense ensuite sur le substrat. Le processus est lent et a besoin des niveaux de vide conséquents, typiquement des pressions de travail en dessous de 10^{-9} Torr sont requises. Cette technique a été utilisée pour réaliser des croissances compatibles CMOS, limitées à 450°C . Ainsi Liu et al [92-93] ont réalisé une croissance de Ge sur Si en utilisant l'épitaxie par MBE à 370°C . Ainsi la température de dépôt est un avantage majeur de la MBE. Cependant, l'utilisation de température aussi basse a une conséquence sur les dislocations : une TDD de l'ordre de $4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ est obtenue. L'usage des recuits après la croissance permet de faire interagir les dislocations et ainsi réduire leur nombre. Par exemple, avec cette méthode, Baribeau [94] a obtenu une TDD de $1 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$. En revanche, les recuits utilisés sont entre 500 et 700°C ce qui les rend inutilisables dans les fonderies CMOS classiques. Finalement les vitesses de dépôt de la MBE étant faibles (Tableau 3), cette technique est peu adaptée pour les dispositifs optoélectroniques où les épaisseurs utilisées sont au minimum de l'ordre de plusieurs centaines de nanomètres.

La seconde possibilité est le dépôt chimique en phase vapeur (CVD) et ses dérivés: le substrat chauffé est exposé à un gaz ou à une combinaison de gaz précurseurs qui réagissent et se condensent sur le substrat pour former la couche mince. La croissance CVD de couches $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ utilise les gaz GeH_4 , SiH_4 , Si_2H_6 ou SiCl_2H_2 . Cette technique est développée pour les chaînes production et permet d'avoir une bonne uniformité de la couche déposée ainsi qu'une bonne maîtrise de la vitesse de dépôt. Contrairement à la MBE la concentration en Ge de la couche déposée dépend non seulement des flux des gaz mais aussi de la température et de la pression dans la chambre. Pour des pressions qui se situent dans la gamme de 10^{-7} à 10^{-9} Torr la CVD est dite UHV-CVD (ultra high vacuum chemical vapor deposition). Avec ce niveau de vide une très bonne uniformité du film est obtenue, avec une faible densité de dislocations de l'ordre de 10^7 cm^{-2} . Pour réduire encore le nombre de défauts plusieurs stratégies ont été étudiées et sont résumées dans le Tableau 2, parmi lesquelles l'usage de recuits après la croissance, la croissance à basse température (BT) suivie d'une croissance à haute température (HT), l'usage d'un buffer graduel : une couche où la concentration en Ge augmente de façon progressive vers celle de la couche déposée [96].

La vitesse de dépôt pour les dépôts CVD est très fortement liée à la température, ce qui constitue l'inconvénient majeur pour cette méthode de dépôt. En effet, la vitesse de dépôt des couches riches en Ge reste extrêmement faible pour les dépôts à des températures plus basses que 600°C : typiquement des fractions de nm/s [90]. Par conséquent, une autre méthode de croissance a été envisagée pour palier à ce problème: le dépôt chimique en phase vapeur à basse température assisté par plasma (LEPECVD) est une solution.

Un dépôt LEPECVD utilise un plasma dense pour fournir l'énergie nécessaire à la décomposition des gaz précurseurs. La structure d'un réacteur LEPECVD est détaillée dans la

Fig.32. Dans le réacteur le plasma est généré par une tension DC suffisamment basse pour rendre possible la croissance de matériaux cristallins. La décharge ionise l'argon (Ar) introduit dans la chambre. Le générateur est constitué d'un filament de tantale (Ta) parcouru par un courant continu de 130 A. Le plasma est amorcé avec une tension entre 20 et 30V qui est appliquée entre le filament et l'anode circulaire qui est connecté à la masse avec les parois de la chambre. L'énergie des ions ainsi générés est de l'ordre de 10eV, ce qui permet d'éviter tout dégât à la structure cristalline. Les bobines magnétiques placées hors la chambre de dépôt permettent de contrôler le plasma: le focaliser sur l'échantillon, le dévier. Pour la croissance du Ge et des alliages $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, les gaz SiH_4 et GeH_4 sont utilisés en tant que précurseurs. Le dopage est réalisé grâce à l'injection de B_2H_6 et PH_3 avec Ar pour le dopage p et n respectivement. Pour une croissance LEPECVD, la vitesse de dépôt n'est plus conditionnée par la température du substrat mais est contrôlée par la densité du plasma et les flux des gaz précurseurs. La vitesse de dépôt évolue linéairement avec l'intensité du plasma et dépend faiblement de la température du substrat. La LEPECVD permet ainsi d'adresser les vitesses de dépôt comprises entre 0.01nm/s et 10nm/s et de les adapter en continu, ce qui est l'avantage majeur de cette techniques. Ainsi pour des structures épaisses des grandes vitesses de dépôt peuvent être choisies, tandis que pour la croissance de structures fines telles que les puits quantiques des vitesses faibles seront utilisées pour avoir un contrôle ultime de l'épaisseur et des interfaces. Le dépôt est effectué à une température inférieure ou égale à 500°C selon la composition. La TDD atteignable est de 10^7 cm^{-2} pour le Ge pur sur Si et de l'ordre de 10^6 cm^{-2} pour une croissance sur le buffer graduel (Tableau 3).

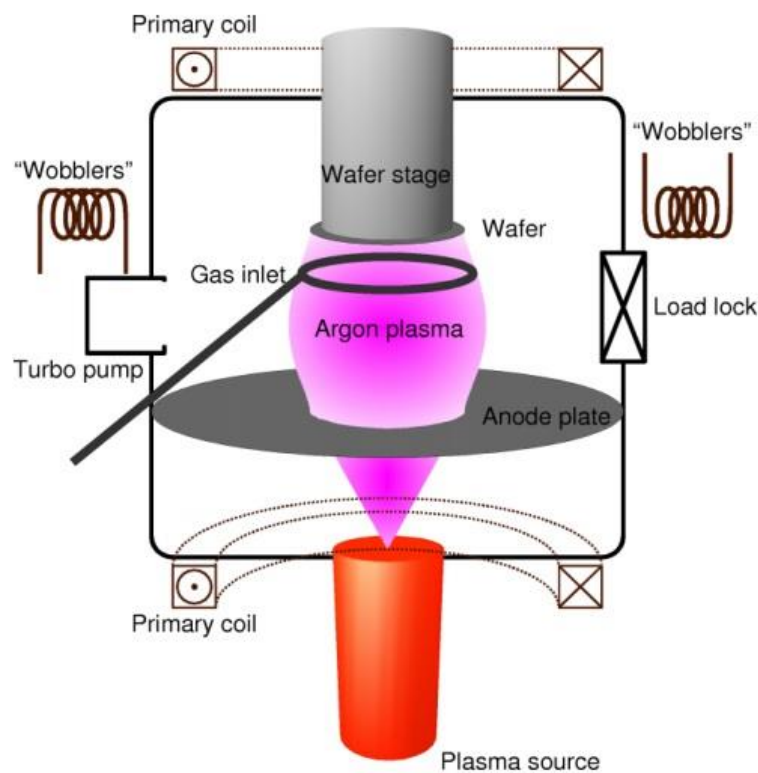


Figure 32: Vue en coupe d'un réacteur LEPECVD, issu de [90].

	Température de dépôt/recuit (°C)	Vitesse de dépôt (nm/s)	TDD cm ⁻²	rms	Ref
MBE	450	0.2	4×10 ¹⁰	1.5	[92,93]
MBE avec recuits	500/ recuit 700°C 30min	0.5	1×10 ⁷	3.9	[94]
UHV CVD dépôt BT/HT avec recuit	350 et 600 recuit 780°C	-	1.6×10 ⁷	-	[95]
UHV CVD dépôt BT/HT avec buffer graduel	350 et 550	0.17	6×10 ⁶	1.2	[96]
LEPECVD	500	4.8	10 ⁹	0.5	[97]
LEPECVD avec recuit	500 recuit/ 600°C/750°C	4.8	2×10 ⁷	0.5	[97]
LEPECVD avec buffer graduel	450-700°C	1-10nm/s	2×10 ⁶	-	[98,99]

Tableau 3 : Comparaison entre les différentes méthodes de croissance épitaxiale pour la croissance de Ge, et des alliages SiGe sur Si.

Tous les substrats utilisés dans le cadre de cette thèse pour le développement et la réalisation de composants photoniques sont issus d’une croissance LEPECVD, effectuée au Laboratory for Epitaxial Nanostructures on Silicon and Spintronics (L-NESS), Politecnico di Milano, Italie, dans le groupe de G.Isella, D.Chrastina, J.Frigerio et A.Ballabio

La modulation de la vitesse de croissance permet l’utilisation d’une technique unique pour la réalisation du substrat virtuel, basée sur l’utilisation d’un buffer graduel épais, dans lequel l’augmentation progressive de la concentration de Ge permet de relaxer de manière continue la contrainte lors de la croissance, et d’obtenir au final un substrat virtuel totalement relaxé avec une faible TDD (Fig.33). Des structures à puits quantiques à contraintes compensées peuvent ensuite être déposées sur ce substrat virtuel à forte concentration en Ge.

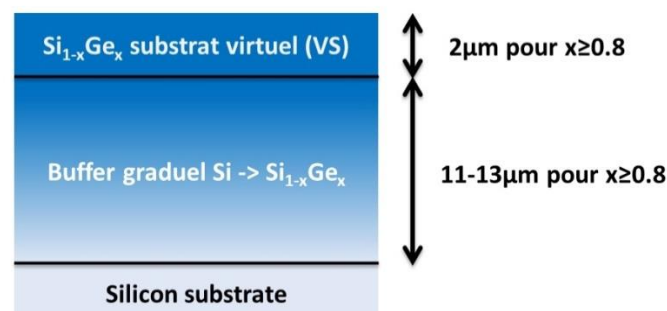


Figure 33: Vue en coupe d'un substrat virtuel sur buffer graduel utilisé pour la croissance de structures multicouches et de puits quantiques

2. Structures à puits quantiques Ge/SiGe

Les structures à puits quantiques Ge/SiGe ont fait l'objet de nombreux travaux, notamment depuis la première démonstration expérimentale d'effet Stark confine quantiquement (ESCQ) dans ses structures [37]. En effet la démonstration de cet effet lié à la bande interdite directe dans un matériau à bande interdite indirecte a ouvert de nombreuses perspectives pour la réalisation de nouvelles fonctions optiques en photonique Si. La conception de composants efficaces nécessite une étude précise des propriétés physiques et électro-optiques de ces structures.

2.1 Structure de bandes d'énergie

La connaissance des positions des bandes d'énergies dans les puits quantiques Ge/SiGe est primordiale pour comprendre les propriétés optiques et électroniques de telles structures. L'ESCQ, basé sur un effet de bande interdite directe, est obtenu dans des structures Ge/SiGe riches en Ge, dans lesquelles un alignement de type I est obtenu (le confinement des électrons et des trous se fait dans le puits de potentiel formé par la couche de Ge).

Un exemple d'alignement de bandes d'énergie pour un puits quantique Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85} est représenté sur la Fig.34 avec le calcul des états d'énergie réalisé par la méthode des liaisons fortes [100]. Le puits en Ge subit une contrainte en compression, tandis que la barrière est contrainte en tension, la structure est globalement compensée en contraintes. Le confinement 1D des porteurs dans les puits quantiques donne lieu à une quantification des niveaux d'énergie [101]. Les états c Γ n correspondent à la vallée Γ et les états cLn correspondent à la vallée L. Les transitions: c Γ n-HHn et c Γ n-LHn sont liées à la bande interdite directe et les transitions cLn-HHn et cLn-LHn sont liées à la bande interdite indirecte.

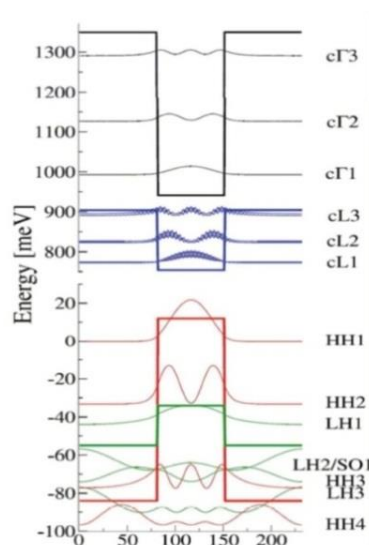


Figure 34: Calcul des niveaux d'énergie et des fonctions d'ondes des porteurs pour un puits quantique Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85}, issu de [100] réalisé par la méthode des liaisons fortes.

2.2 Spectres d'absorption et ESCQ

La quantification des niveaux d'énergie dans les structures à puits quantiques conduit à un spectre d'absorption « en marche d'escalier », dans lequel le coefficient d'absorption augmente par paliers lorsque l'énergie des photons augmente et atteint les différents niveaux quantifiés dans le puits. Ce comportement a été mis en évidence dans différents travaux expérimentaux. Le spectre d'absorption obtenu pour une structure à puits quantiques Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85} est reporté sur la Fig. 35 [102].

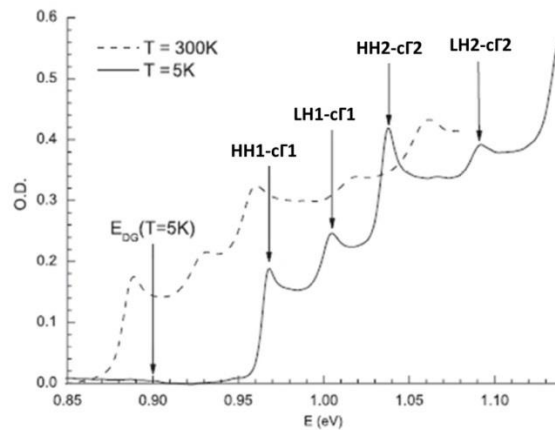


Figure 35: Spectre d'absorption de puits quantiques Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85}, issu de [102].

Les transitions $c\Gamma_n$ - HH_n et $c\Gamma$ - LH_n sont bien localisées grâce à la présence des pics excitoniques sur le spectre. On peut également voir la dépendance avec la température du spectre d'absorption qui se décale vers les basses énergies (redshift) lorsque la température augmente. La largeur de pics excitoniques porte des informations sur la qualité des interfaces barrière/puits. Ainsi, plus l'interface est uniforme plus le pic sera étroit. Un exemple de spectre d'absorption à température ambiante avec le pic excitonique bien visible est reporté dans la Fig.36. [103]. La structure est réalisée par LEPECVD et est constituée de 50 puits quantiques Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85}. Le pic correspond à la transition $c\Gamma_1$ - HH_1 , l'absorption à bande interdite directe est dominante. La largeur à mi-hauteur du pic est de 6meV ce qui est un ordre de grandeur typique pour ces structures. Les mêmes structures dont la croissance a été faite par RP-CVD [37] possède un pic excitonique plus large, 8meV ce qui est dû à une uniformité d'interface inférieure à celle réalisée par LEPECVD. L'absorption résiduelle observable sur le spectre de la Fig.36 pour les longueurs d'ondes supérieures à 1440 nm est due à l'absorption par la bande interdite indirecte. Les caractéristiques de l'ESCQ sont clairement visibles: la diminution du pic excitonique avec la tension appliquée ainsi que le déplacement du bord de bande d'absorption vers les longueurs d'onde plus grandes.

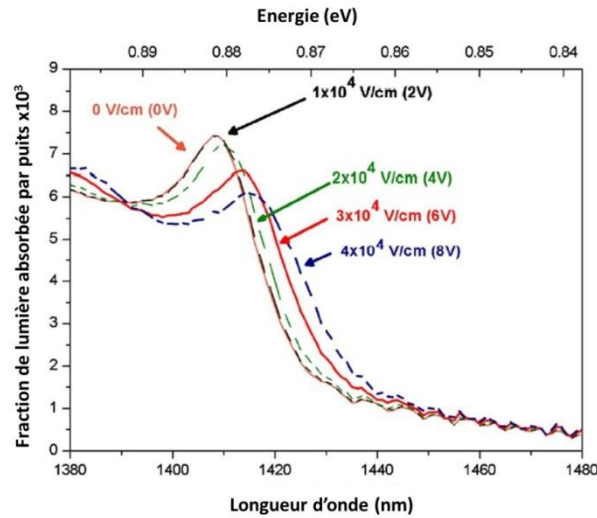


Figure 36: Spectre d'absorption d'une structure à 50 puits quantiques Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85}, issu de [103].

2.2.1 Influence de la polarisation

Le spectre d'absorption des puits quantiques dépend de la polarisation de l'onde qui se propage à l'intérieur de la structure. Ce phénomène a été étudié théoriquement et mesuré expérimentalement par Chaisakul et al. dans des structures en configuration guide d'onde [42]. Les résultats obtenus sont reportés dans la Fig. 37 où les spectres d'absorption mesurés pour les deux polarisations de la lumière sont visibles. Deux pics bien distincts sont présents en polarisation TE à $\lambda=1360$ nm et $\lambda=1400$ nm correspondant aux transitions HH1- c Γ 1 et LH1- c Γ 1, tandis qu'un seul pic excitonique est visible en TM à 1360 nm (transition LH1- c Γ 1). En effet la transition est HH1- c Γ 1 est interdite lorsque le champ électrique est perpendiculaire au plan des couches [103]. Il peut également être noté que l'ESCQ ne se manifeste pas de la même manière pour les deux polarisations. En TE si on s'intéresse à la transition dominante HH1- c Γ 1, une diminution d'amplitude du pic d'absorption excitonique et le décalage de bord de bande vers les plus hautes longueurs d'onde est observé avec l'augmentation du champ électrique appliqué. Pour la polarisation TM la diminution de l'amplitude du pic excitonique LH1- c Γ 1 est beaucoup plus rapide lorsque le champ électrique augmente, qui est lié à la masse effective plus faible des trous légers qui sont plus rapidement déconfinés lorsque le champ électrique augmente. Dans la plupart des cas les composants exploitant l'ESCQ dans les puits quantiques Ge/SiGe sont basés sur la transition HH1- c Γ 1, pour une polarisation TE de la lumière, permettant de limiter l'influence de l'absorption indirecte dans les matériaux.

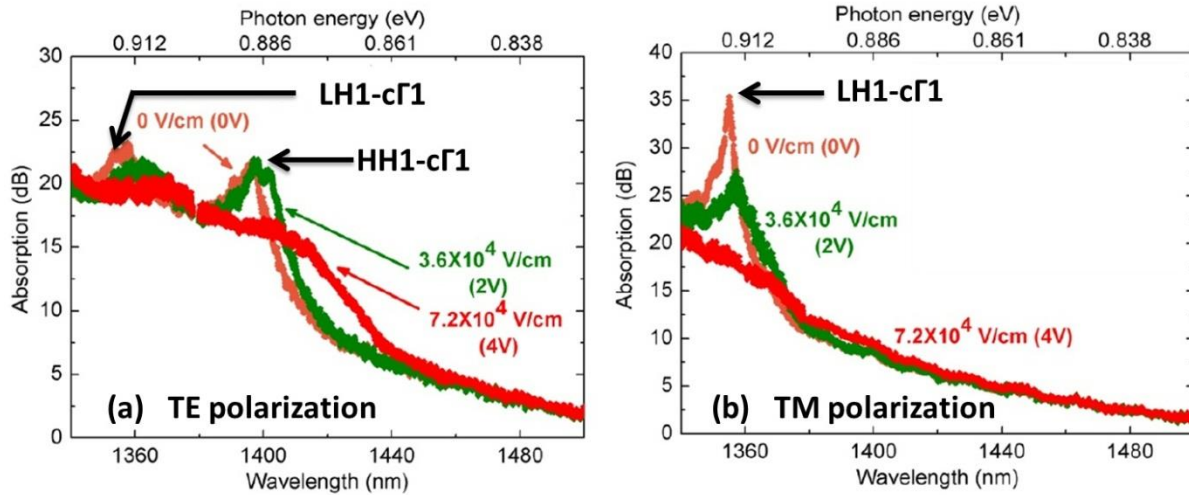


Figure 37: Spectres d'absorption des puits quantiques Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85} en fonction de la longueur d'onde pour la polarisation TE (a) et TM (b) mesurés en configuration guide d'onde.

2.2.2 Accordabilité en longueur d'onde : influence de la contrainte et de l'épaisseur des puits quantiques sur les spectres d'absorption.

La position des bords de bande d'absorption ou des pics excitoniques observables sur les spectres d'absorption dépend de l'écart entre les niveaux d'énergies correspondants à la transition. Ces niveaux d'énergie peuvent être modifiés en fonction de la plage des longueurs d'onde ciblée, en jouant sur la structure des puits quantiques, notamment leur épaisseur et la contrainte dans les matériaux. L'enjeu principal étant la démonstration d'un modulateur fonctionnant aux différentes longueurs d'onde utilisées en télécom et datacom, et notamment autour de 1.3 μm, qui n'est pas atteignable avec l'électroabsorption dans le Ge massif.

L'accordabilité en longueur d'onde par le biais de la contrainte a été démontrée par Rouifed et al. [46]. Le principe de cette approche consiste à ajuster la contrainte en tension du puits quantique Ge en tension pour ajuster la position du bord de bande et du pic excitonique. Pour jouer sur cette contrainte, on fait varier la composition de la barrière, de façon à avoir la transition cΓ1-HH1 qui correspond à la longueur d'onde ciblée. La largeur des barrières est choisie afin de garder une structure à contraintes compensées. Cette approche a été utilisée pour obtenir un ESCQ à 1.3 μm dont le spectre d'absorption est représenté sur la Fig.38.

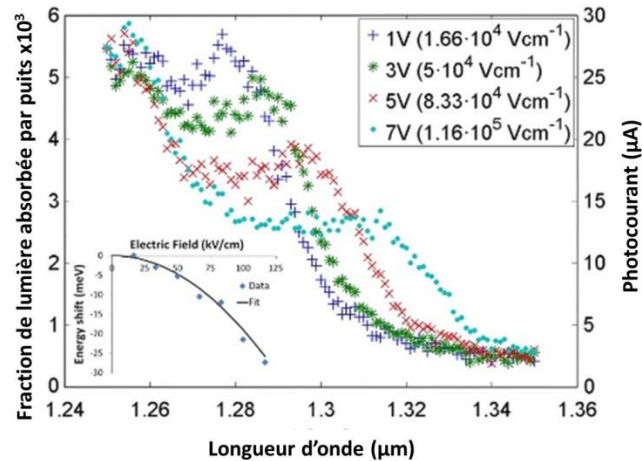


Figure 38: Spectre d'absorption d'une structure à puits quantiques Ge/Si_{0.35}Ge_{0.65}, issu de [46].

Une autre approche consisté étendre la plage d'accordabilité en longueur d'onde de la structure à puits quantiques tout en gardant la même composition de l'empilement à puits quantiques en s'appuyant sur une variation de l'épaisseur des puits, ce qui change l'énergie de confinement des électrons et des trous. Ainsi, Chaisakul et al. [45] ont étudié de façon théorique et expérimentale l'influence de la largeur des puits quantiques Ge sur la position de la première transition. L'étude a été menée sur les dispositifs à puits quantiques Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85}, l'ESCQ a été démontré sur toute la bande O en faisant varier la largeur des puits. Les résultats sont reportés sur la Fig.39.

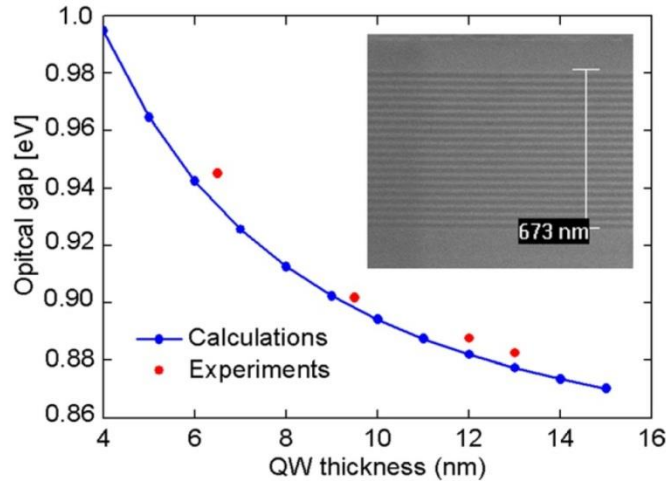


Figure 39 : Énergie de la première transition en fonction de la largeur du puits quantique sur une structure Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85}.

L'évolution de l'énergie de la première transition (HH1-c Γ 1) est tracée en fonction de la largeur des puits. L'énergie de bande interdite décroît de façon exponentielle avec l'augmentation de la largeur des puits quantiques. Un fonctionnement à 1.31 μ m peut ainsi être obtenu en utilisant des puits quantiques de 6 nm d'épaisseur Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85}.

Il est important de remarquer que l'approche utilisant la contrainte dans les puits et la variation de leur largeur peuvent être utilisées conjointement afin de cibler efficacement des gammes de longueur d'onde.

3. Conclusion

Ce chapitre avait pour but d'introduire les différentes propriétés structurales, électroniques et optiques caractéristiques de Si, Ge et de leur alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. L'effet des contraintes sur la structure en bandes d'énergies a été expliqué. Ensuite, les différentes techniques de croissances ont été passées en revue et comparées entre elles. Le choix final pour la croissance des échantillons est porté sur la LEPECVD. Puis, les structures à puits quantiques Ge/SiGe ont été introduites. Leurs propriétés d'absorption ont été détaillées, notamment l'influence de la polarisation, de la contrainte et des paramètres géométriques. Dans la suite de ce travail les alliages $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riches en Ge et les structures à puits quantiques Ge/SiGe sur buffer graduel seront utilisés pour la réalisation des différents composants photoniques.

Chapitre III : Electroréfraction et développement de composants passifs pour la plateforme SiGe

Suite à la démonstration de l'ESCQ dans des structures à puits quantiques Ge/SiGe, des modulateurs optiques utilisant l'électroabsorption dans des puits quantiques Ge/SiGe ont été étudiés et démontrés expérimentalement [37, 40-52]. Le principal intérêt de ces structures est la compacité et la faible consommation énergétique des composants avec des régions actives de moins de 100 μm de long [43].

La variation du coefficient d'absorption s'accompagnant toujours d'une variation de l'indice de réfraction, comme décrit par les équations de Kramers-Krönig, ces structures présentent donc en théorie un effet d'électro-réfraction, qui pourrait être exploité pour la démonstration de modulateurs optiques efficaces de type Mach Zehnder. Ce type de composants permettrait de compléter les possibilités offertes par la plateforme Ge/SiGe, et ouvrirait notamment la voie à des modulateurs optiques présentant un chirp réduit.

L'effet d'électro-réfraction a été démontré précédemment dans des structures à puits quantiques Ge/SiGe classiques [52]. Dans le cadre de cette thèse des structures de test ont été conçues, fabriquées et caractérisées, permettant d'étudier l'électroréfraction dans des structures à puits quantiques Ge/SiGe couplés, pour lesquelles un effet d'électroréfraction géant avait été prédit théoriquement. Une augmentation d'un facteur 10 de la modulation de phase obtenue a ainsi pu être démontrée par rapport aux structures classiques. Suite à ces résultats très encourageants, il a ensuite été nécessaire de développer les structures interférométriques passives de type Mach Zehnder, permettant d'envisager la réalisation des modulateurs optiques complets.

La première partie de ce chapitre est consacrée à l'étude des effets physiques et à la démonstration de l'effet électrorefractif géant dans les puits quantiques Ge/SiGe couplés. L'étude des circuits passifs (virages, les structures MMI (Multi-Mode Interference) et MZI) est présentée dans la seconde partie de ce chapitre. Leur conception, fabrication et caractérisation sera détaillée. Enfin, une étude sur l'insensibilité à la polarisation de la plateforme $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ sera réalisée. Quant à l'intégration des régions actives dans les circuits passifs pour la réalisation des modulateurs optiques de type Mach Zehnder, elle sera étudiée en détail dans le chapitre suivant.

1. Electroréfraction dans les puits quantiques Ge/SiGe

1.1 Electroréfraction dans les puits Ge/SiGe non couplés

L'électrorefraction par ESCQ dans des structures à puits quantiques Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85} intégré dans une diode PIN a été démontré précédemment par Frigerio et al.[52]. Le principe de la mesure et les résultats obtenus sont rappelés ici et serviront d'éléments de comparaison avec les structures à puits quantiques couplés étudiées durant la thèse et reportés par la suite.

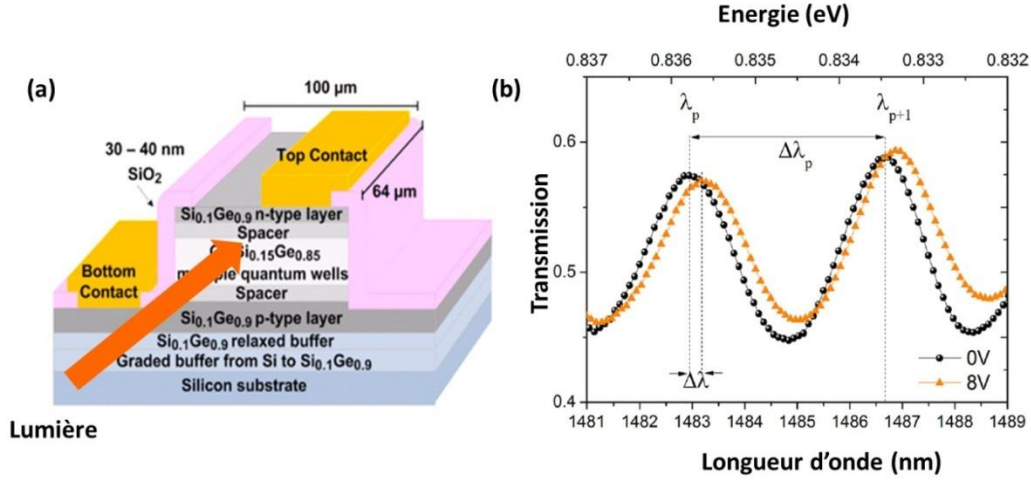


Figure 40: (a) Dispositif utilisé pour l'étude de l'électroréfraction, (b) exemple de spectre mesuré en sortie du composant : mise en évidence des franges Fabry-Perot et de leur décalage lors de l'application d'une tension inverse sur la diode.

Le composant utilisé est un guide d'onde planaire dans lequel la lumière est injectée par la tranche. La caractérisation repose sur la mesure des franges de la cavité Fabry-Perot formée par les facettes gravées du composant (Fig. 40(a)). Une tension en inverse appliquée sur la diode induit un déphasage dans la cavité lié à l'électroréfraction par ESCQ, et un décalage des franges Fabry-Perot (Fig. 40(b)). La position d'un pic de résonance à la longueur d'onde λ_p est liée à l'indice effectif par l'équation (15) :

$$2n_{eff}(\lambda)L = \lambda_p \quad (15)$$

où n_{eff} est l'indice effectif du mode guidé, L -longueur de la cavité et p -un entier qui représente l'ordre du pic. La variation de l'indice effectif induite par le champ électrique crée un décalage en longueur d'onde, $\Delta\lambda$, de la résonance donné par la relation suivante où n_g est l'indice de groupe :

$$\Delta n_{eff}(\lambda) = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} n_g(\lambda) \quad (16)$$

Finalement la dépendance de l'indice de groupe avec la longueur d'onde peut être déduite de la mesure du spectre de transmission en utilisant la relation suivante :

$$n_g(\lambda) = \frac{\lambda_p^2}{2L\Delta\lambda_p} \quad (17)$$

En appliquant cette méthode, la variation de l'indice effectif en fonction du champ électrique appliqué et de la longueur d'onde a pu être déduite, et les résultats sont reportés sur la Fig. 41(a). A titre de comparaison le coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde et du champ électrique appliqué, obtenu grâce à la mesure du photocourant est reporté Fig. 41(b).

Il est intéressant de constater que l'effet d'électroréfraction mis en évidence est obtenu aux longueurs d'onde supérieures au bord de bande de la structure qui est située vers 1420nm. L'effet d'électroréfraction est donc obtenu pour des longueurs d'onde pour lesquelles le coefficient d'absorption est faible. De plus, la variation d'indice mesurée augmente lorsqu'on se rapproche du bord de bande, ainsi la variation de l'indice effectif atteint 1.3×10^{-3} à 1475 nm pour un champ électrique de 90 kV/cm.

A titre de comparaison, l'efficacité de modulation de phase de la structure à puits quantiques Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85} peut être évaluée en calculant le produit $V_{\pi}L_{\pi}$ où L_{π} est la longueur de propagation nécessaire pour obtenir déphasage π lorsqu'une tension V_{π} lui est appliquée. L_{π} est liée à Δn_{eff} par l'équation (18) :

$$L_{\pi} = \frac{\lambda}{2\Delta n_{\text{eff}}(V_{\pi})} \quad (18)$$

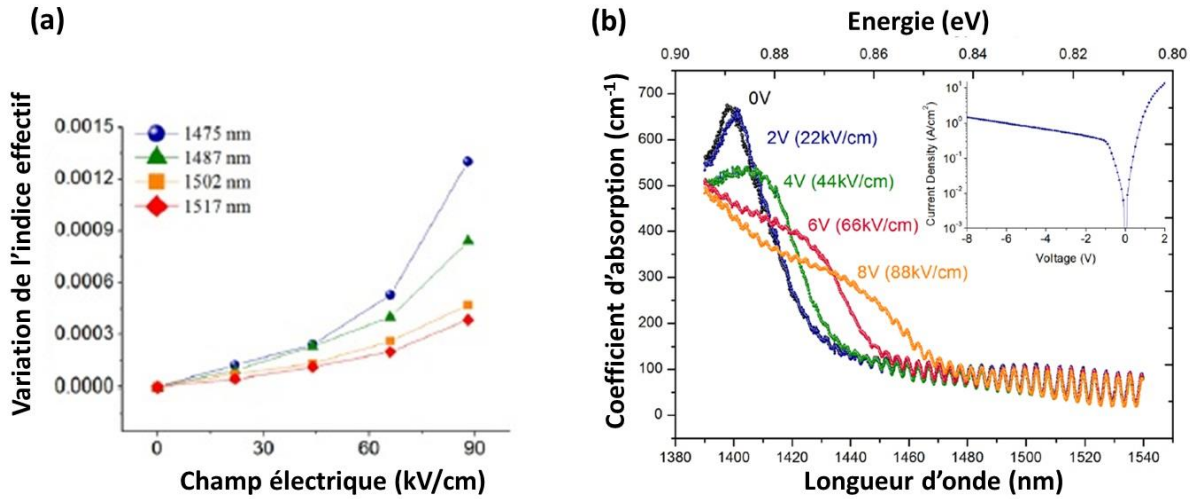


Figure 41: (a) Variation de l'indice effectif en fonction du champ électrique appliqué, (b) variation du coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde et de la tension appliquée.

Au plus le produit $V_{\pi}L_{\pi}$ est faible au plus la structure est efficace. Pour la structure à puits quantiques Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85} un produit $V_{\pi}L_{\pi}$ de 0.46 V.cm est obtenu. Cette valeur est à comparer avec 3.8 V.cm pour les modulateurs niobate de lithium [105] et à 0.95-1.15V.cm des modulateurs Si [23]. Par conséquent, l'utilisation de puits quantiques pour la réalisation des modulateurs à électroréfraction est une piste prometteuse pour la réalisation de modulateurs à électro-réfraction efficaces. En revanche, pour l'intégration avec l'électronique CMOS actuelle un enjeu majeur est la réduction de la tension de polarisation du dispositif typiquement en dessous de 2V. Si des régions actives de moins de 1mm de long sont visées, le produit $V_{\pi}L_{\pi}$ doit être réduit à moins de 0.2V.cm.

Par conséquent, d'autres types de structures peuvent être envisagés, par exemple les structures à puits quantiques couplés.

1.2 Electroréfraction dans les puits quantiques couplés Ge/SiGe

Une structure à puits quantiques couplés consiste à utiliser des paires de puits quantiques Ge séparés par une fine barrière SiGe. La faible épaisseur de cette barrière permet aux fonctions d'ondes des deux puits d'interagir entre elles et ainsi de renforcer l'effet électrorefractif. L'utilisation des puits quantiques couplés Ge/SiGe a été étudiée théoriquement [106]. Des variations d'indice de réfraction de 2×10^{-3} sont attendues pour des tensions appliquées inférieures à 2V. Cependant aucun résultat expérimental n'avait été reporté sur ce type de structure. Nous avons donc décidé d'étudier l'effet d'électroréfraction dans les puits couplés Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85} sur buffer graduel. La conception de la région active a été faite par J. Frigerio, à partir des travaux théoriques [106]. Ma contribution a consisté à fabriquer les dispositifs dans la salle blanche du C2N, les caractériser et participer à l'analyse des résultats obtenus.

1.2.1 Fabrication de photodiodes en configuration guide plan

Dans cette partie sont détaillées les étapes technologiques pour la fabrication des dispositifs nécessaires à l'étude de l'effet d'électroréfraction. Il s'agit de diodes PIN verticales en configuration guide plan où la région intrinsèque est constituée par la région des puits quantiques couplés.

L'épitaxie des puits quantiques a été réalisée par LEPECVD au L-NESS (Politecnico Di Milano), dans le groupe du Pr. Giovanni Isella. Sur un substrat 4 pouces de silicium (1 0 0) a été déposé le buffer graduel de 13 μ m avec une concentration terminale en Ge 90%. Ensuite, suit la croissance d'une couche Si_{0.1}Ge_{0.9} dopée P de 2 μ m. La région active est constituée de 7 paires de puits quantiques couplés dont les épaisseurs sont données dans la Fig. 42(a). La barrière extérieure des puits est une couche Si_{0.15}Ge_{0.85} de 13 nm qui est suffisamment épaisse pour rendre impossible le couplage entre deux paires de puits quantiques couplés. Les spacers de 50nm visibles sur la vue en coupe du substrat ont un double rôle : uniformiser le champ électrique appliqué dans les puits et empêcher la diffusion des dopants dans la région des puits. La composition des couches déposées et la qualité des interfaces sont vérifiées grâce à la diffraction aux rayons X (XRD) qui est réalisée après la croissance. La XRD donne également accès à la distribution des épaisseurs des puits quantiques sur le substrat, ce qui est visible sur la Fig. 42(b). Il est important de noter la position de la zone nominale qui se trouve au centre du substrat, cette zone sera utilisée en priorité pour la fabrication des dispositifs. L'ensemble du substrat est utilisable, en revanche lorsque la partie utilisée ne correspond pas à l'épaisseur nominale, il faudra tenir compte de la variation d'épaisseur des puits qui induit une variation du confinement électronique des porteurs, et donc un décalage en longueur d'onde des transitions et du bord de bande d'absorption.

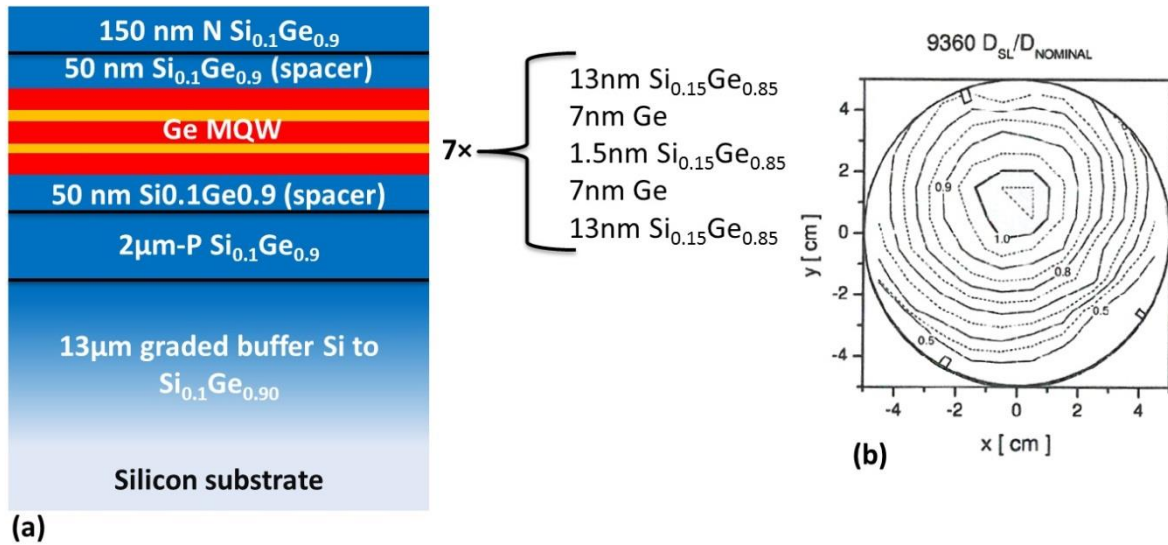


Figure 42: (a) vue en coupe du substrat épitaxié, (b) variation des épaisseurs des puits quantiques sur le substrat : rapport entre l'épaisseur mesurée et l'épaisseur nominale d'une période.

La croissance et la validation de la qualité des substrats épitaxiés par XRD sont effectuées au L-NESS. La suite des étapes est effectuée au C2N, sur des échantillons de 2cm² clivés à partir du substrat. La position exacte de l'échantillon est repérée minutieusement, afin de prendre en compte l'épaisseur réelle des puits quantiques dans la région utilisée. La fabrication nécessite cinq étapes de lithographie optique et le processus est détaillé ci-dessous.

Le but est de fabriquer des guides d'onde planaires et de prendre les contacts électriques comme représenté sur la Fig. 40(a).

Niveau 1, définition de méso:

La première étape consiste à atteindre la couche dopée P pour prendre le contact inférieur, tout en protégeant la zone où sera le dispositif final. Tout d'abord l'échantillon est nettoyé à l'acétone dans un bain d'ultrasons pendant 10 min. Ensuite, l'acétone est enlevée grâce à l'isopropanol. Finalement l'échantillon est rincé à l'eau. Il est à noter que le nettoyage avec un mélange piranha n'est pas possible dans le cas de Ge ou des alliages riches en Ge : le Ge est attaqué par l'acide sulfurique. De même, un traitement avec un plasma O₂ est possible mais fortement déconseillé pendant les nettoyages car il y a un risque d'oxydation de la région dopée N. Après le nettoyage, le substrat est mis sur une plaque chauffante à 120°C pour faire évaporer l'eau. La résine photosensible est étalée ensuite sur l'échantillon (Fig. 43(a)) à 4000 Tours/min. Notre choix s'est porté sur la résine positive S1805 : cette résine est suffisamment fine à 4000 Tours/min (500nm) pour permettre d'avoir une résolution proche de 1 μm et résiste suffisamment à la gravure pour nous permettre de graver la profondeur ciblée de 1 μm . Un recuit est réalisé à 110°C pour évaporer le solvant et faire durcir la résine. L'aligneur UV MJB4 (Suss Microtech) est utilisé pour définir les motifs (Fig. 43(b)).

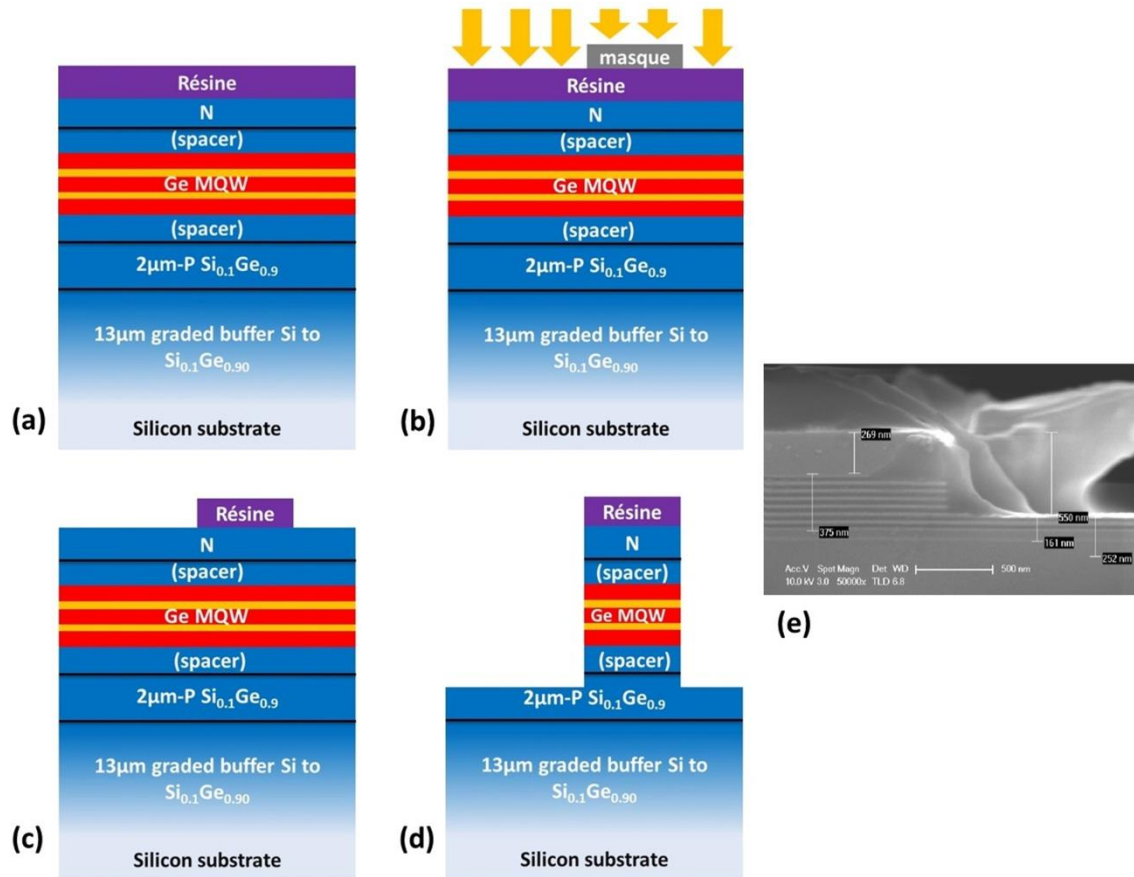


Figure 43: Niveau 1 (a) enrésinement, (b) lithographie, (c) développement, (d) gravure, (e) vérification au microscope électronique à balayage.

Le masque est placé au plus près de l'échantillon, un contact sous vide est utilisé à cet effet pour garantir les dimensions des motifs. Le développement est réalisé en utilisant le développeur MF319 (Fig. 43(c)). Après définition des motifs, une gravure ICP (Inductively Coupled plasma etching) est réalisée dans le bâti ICP-STs, Fig. 43 (d). La gravure utilisée est anisotrope et utilise une combinaison de trois gaz: C_4F_8 , SF_6 , O_2 . Le SF_6 grave le $Si_{1-x}Ge_x$ en réagissant avec ce dernier tandis que le C_4F_8 a pour rôle de passiver les flancs de gravure. La formation du polymère sur les flancs renforce l'anisotropie de la gravure. Le ratio entre la quantité de C_4F_8 et de SF_6 fixe la vitesse de la gravure. La présence d' O_2 est nécessaire pour limiter la formation du polymère sur les flancs de gravure. Lorsque le polymère est formé en excès la rugosité des flancs augmente drastiquement. La profondeur de gravure est contrôlée au microscope électronique à balayage (MEB), Fig. 43(e). L'échantillon est traité avec une solution de peroxyde d'hydrogène (H_2O_2) pour adoucir la rugosité.

Niveau 2, séparation des dispositifs:

Ce niveau correspond à la suppression d'une partie la couche de dopage p qui se situe entre les différents dispositifs afin de les isoler électriquement les uns des autres. La résine restante

de la gravure précédente est nettoyée à l'acétone et isopropanol comme précédemment. La résine S1813 est ensuite étalée sur l'échantillon à 4000 Tours/min, Fig. 44(a).

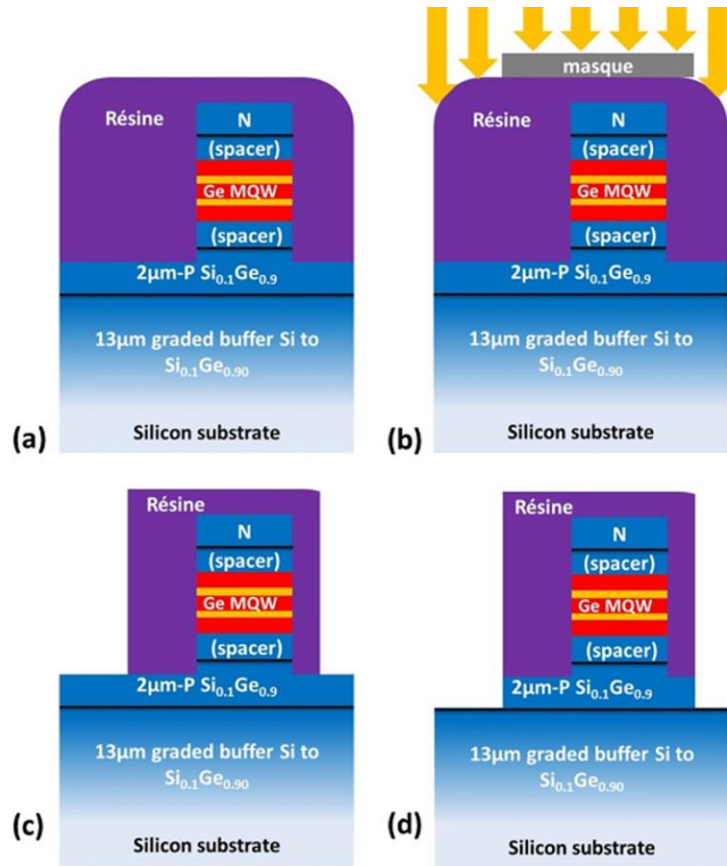


Figure 44: Niveau 2 (a) enrésinement, (b) lithographie, (c) développement, (d) gravure.

L'échantillon ayant déjà été gravé une fois, la résine choisie est délibérément plus épaisse (1.3µm) pour pouvoir recouvrir toutes les structures. La lithographie est réalisée aussi avec l'aligneur MJB4, Fig. 44(b). En revanche, le mode « hard contact » est utilisé à présent. En effet, l'échantillon présente à des motifs déjà gravés à sa surface. L'utilisation d'un contact sous vide dans ces conditions est dangereuse car l'échantillon risque de se fêler. De plus, le niveau de séparation n'a pas besoin d'une grande résolution. Après développement des zones insolées au MF319 (Fig. 44(c)), l'échantillon est de nouveau gravé avec le bâti ICP, Fig. 44(d). Un traitement H_2O_2 est réalisé après la gravure pour s'assurer que toute la couche dopée P est enlevée.

Niveau 3, isolation électrique et ouverture des contacts:

La troisième étape a pour but d'isoler électriquement le flanc du méso pour éviter un court-circuit entre le contact de fond et le contact supérieur (notamment lors de la caractérisation). Un nettoyage de résine du niveau précédent dans l'acétone et isopropanol est réalisé. Les temps de nettoyage sont doublés pour avoir une surface propre. Suite à ce nettoyage un dépôt

de 100 nm de silice (SiO_2) par PECVD est réalisé (Fig. 45(a)). Il est à noter que l'état de surface est critique pour l'adhésion du SiO_2 .

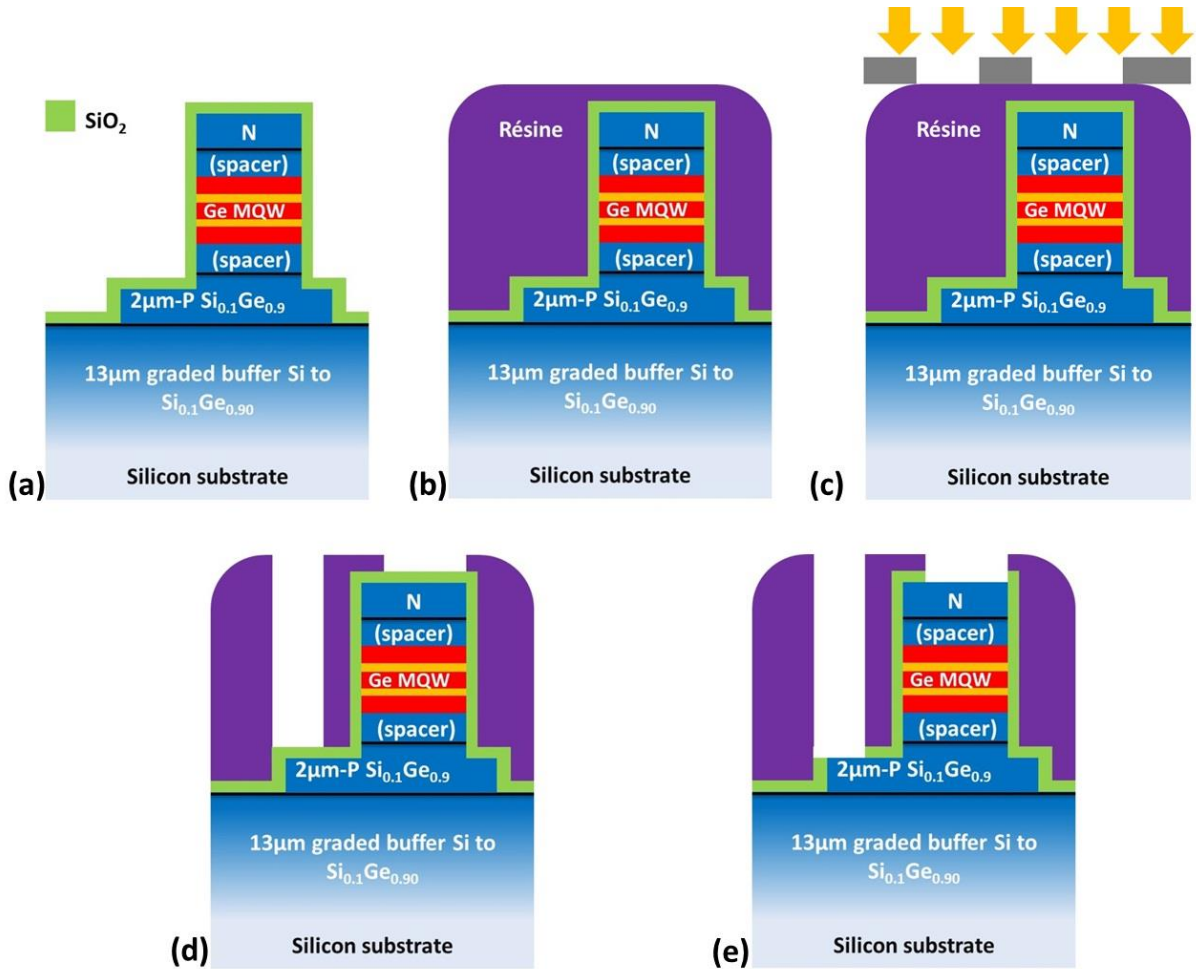


Figure 45: Niveau 3, (a) dépôt de silice, (b) enrésinement, (c) lithographie, (d) développement, (e) gravure de la silice.

L'oxyde est déposé à haute fréquence, sa vitesse de gravure sera ainsi plus élevée par rapport au SiO_2 déposé à basse fréquence. L'enrésinement à 4000 Tour/min avec une résine S1818 (épaisseur 1.8 μm) est réalisé pour recouvrir toute la structure et pour pouvoir résister à l'étape d'ouverture (Fig. 45(b)). La lithographie est faite en mode « hard contact », puis après développement l'ouverture des contacts est réalisée par gravure humide avec une solution de BHF (Fig.45 (c), (d), (e)).

Niveau 4, Réalisation des contacts métalliques:

Le niveau 4 est dédié à la fabrication des contacts sur les couches dopées N et P. Une résine réversible Ti35ES est utilisée à cet effet. Elle est étalée à 4000Tour/min afin d'avoir une épaisseur de film avoisinant 2-2.5 μm (Fig. 46(a)). Une résine épaisse est en effet nécessaire pour réaliser le lift-off de métal correctement. Le recuit est réalisé à 100°C pendant 3 min. Après la première insolation, un recuit de 10 min à 40°C est réalisé pour dégazage de l'azote. Puis un recuit d'inversion est effectué: la résine déjà insolée est réticulée et devient insensible au développeur. Une insolation pleine plaque est réalisée ensuite suivi d'un développement

dans un mélange H₂O :AZ400K (4 :1), Fig.46(b) et (c). Le dépôt de métal est réalisé avec un évaporateur à canon à électrons PLASSYS. 10 nm de titane (Ti) et 300nm d'or (Au) sont déposés (Fig. 46(d)). Finalement, le lift off (Fig. 46(e)) est réalisé dans l'acétone pendant une nuit complète. L'échantillon est rincé à l'isopropanol puis est séché et inspecté sous microscope optique (Fig. 46(f)).

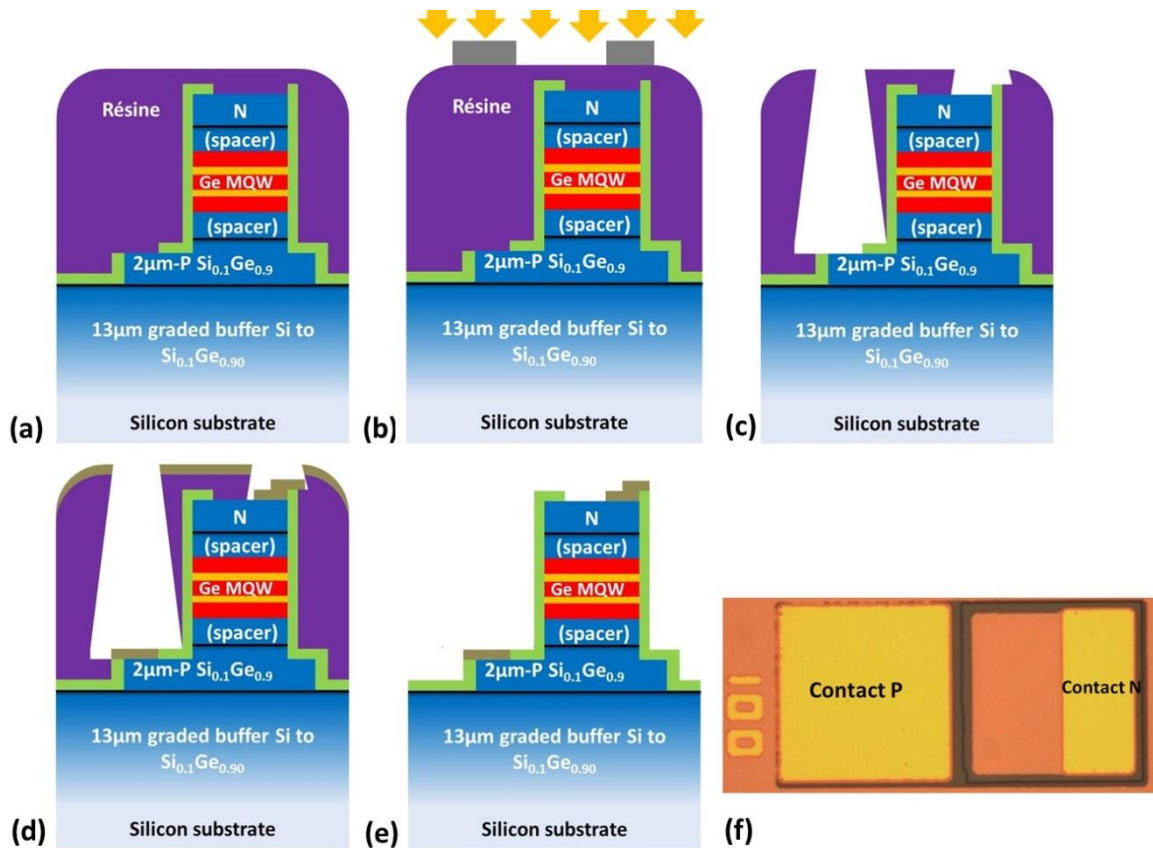


Figure 46: Niveau 4, (a) enrésinement, (b) lithographie, (c) développement, (d) dépôt de métal, (e) lift-off, (f) vue du dispositif au microscope optique.

Niveau 5, Gravure profonde:

Pour pouvoir caractériser les composants, des régions actives de longueur typique 100 µm voire moins sont nécessaires. Une découpe ou un clivage des échantillons sur ce type de longueur est impossible. Nous avons donc choisi de réaliser une gravure profonde (typiquement 80 µm de profondeur) sur l'échantillon, permettant de définir des facettes d'entrée / sortie des composants à caractériser de longueurs arbitraire. Il est ainsi possible d'injecter la lumière en plaçant une fibre optique à proximité de la facette gravée, alors que la substrat non gravé assurera la stabilité mécanique de l'échantillon dont la surface est de l'ordre de 2 cm².

Pour réaliser cette gravure profonde, une double couche de résine S1828 étalée à 4000 tours/min est utilisée pour avoir une épaisseur de résine cumulée d'environ 5.8 μ m. Une telle épaisseur est due au fait que la résine doit résister suffisamment pour permettre de graver 80 μ m, ce qu'une simple couche de résine ne permet pas. Un recuit de 3min à 120°C est réalisé après l'étalement de chaque couche. Puis une insolation est faite de la façon suivante : la résine est insolée la première fois et puis développée au MF319. Pendant 10 min l'échantillon est laissé sous la hotte pour laisser l'azote s'échapper de la résine et une nouvelle lithographie est réalisée pour insoler et développer la résine restante. L'insolation de la double couche entière en une fois générerait beaucoup d'azote dans la couche de résine, ce qui aurait pour effet la déformation voir la destruction de certains motifs. Une gravure ICP est réalisée pour définir les facettes d'injection. Tout d'abord une première gravure est réalisée pour graver une épaisseur qui correspond à l'épaisseur totale de la diode. Cette gravure est suivie par deux gravures avec un procédé Bosch : 7min30 et 10 min. Entre les deux gravures Bosch l'échantillon est sorti de la chambre de gravure pour laisser le temps à la résine de se refroidir. Enfin, l'échantillon est laissé dans l'acétone une nuit pour enlever la résine

1.2.2 Descriptif du banc de caractérisation

J'ai caractérisé les diodes sur un banc optique de couplage en bout (Fig. 47(a)). Une fibre lentillée à maintien de polarisation est utilisée pour injecter la lumière issue d'un laser accordable Tunic Plus, couvrant la bande spectrale de 1250 à 1450 nm. Un système de visualisation (Fig.47(b)) est utilisé pour placer la fibre près de la facette et les sondes DC sur l'échantillon. L'injection est optimisée grâce à la maximisation du photocourant mesuré sur la diode. Une tension est appliquée sur le dispositif à l'aide d'une source DC Keithley. La lumière à la sortie du dispositif est collectée grâce à un système afocal et est dirigée vers le photodétecteur. L'ensemble de la mesure est piloté par un programme LabView. La mesure est réalisée avec une résolution spectrale de 0.1 nm pour les différentes tensions.

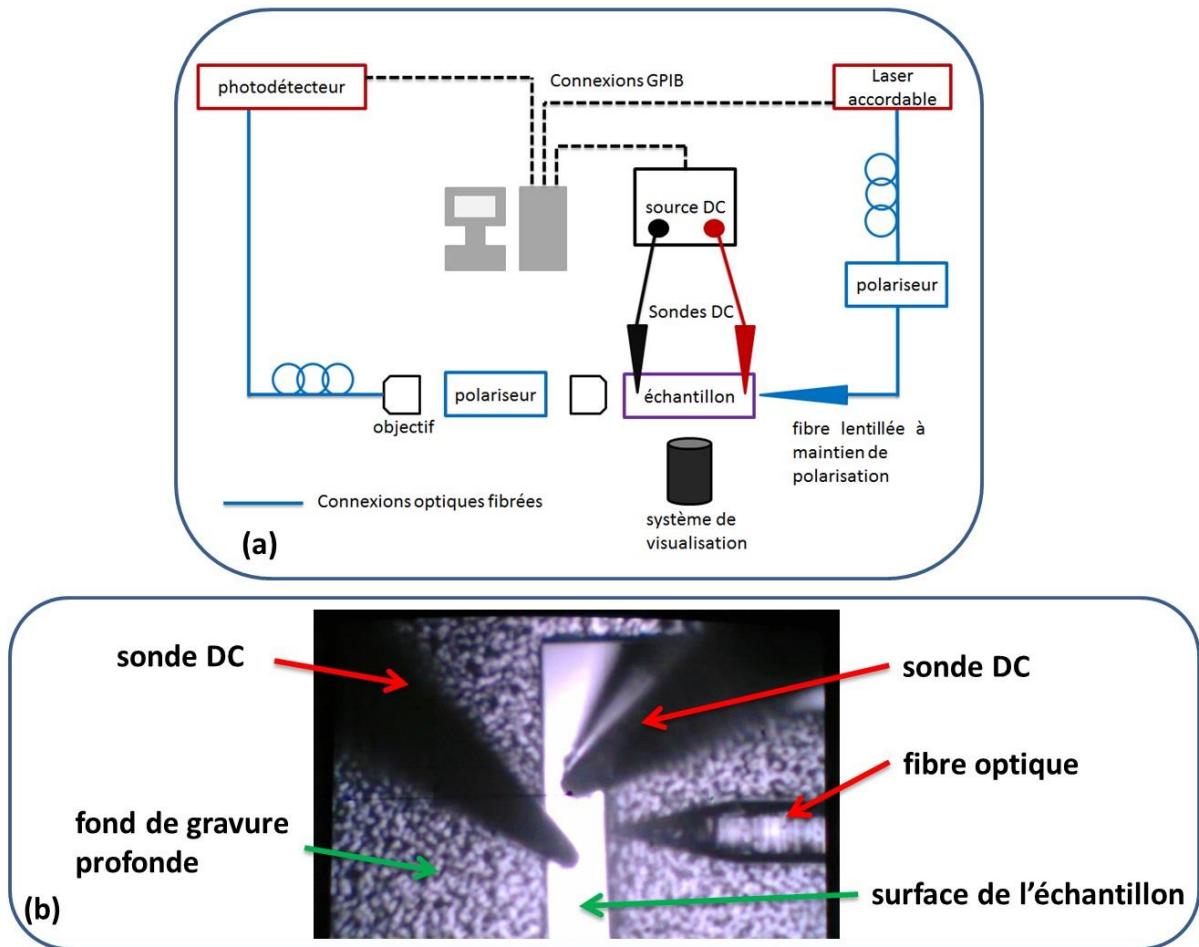


Figure 47: Banc de caractérisation optique couplage en bout, vue schématique (a), vue dans le système de visualisation (b).

1.2.3. Effet d'électroréfraction géant dans les puits Ge/SiGe couplés

A partir des résonances Fabry-Perot mesurées sur le spectre de transmission (Fig. 48(a)), et leur décalage en fonction de la tension appliquée, les variations de l'indice effectif en fonction du champ électrique et de la longueur d'onde ont pu être déduites en utilisant la méthode décrite au 1.1. Les résultats obtenus sont reportés sur la Fig. 48(b) et montrent la présence d'un effet d'électroréfraction de nature différente par rapport à celui obtenu dans les structures à puits Ge/SiGe non couplés. En effet la variation d'indice effectif n'est plus monotone avec le champ électrique mais présente un maximum pour un champ électrique de 40kV/cm. La valeur atteinte est $\Delta n_{\text{eff}}=2 \times 10^{-3}$ pour une tension appliquée de 1.5 V. Le couplage entre les puits quantiques permet donc une variation d'indice plus forte et pour un champ électrique plus faible que dans le cas des puits non couplés. De plus, cette variation peut être obtenue avec des tensions compatibles CMOS. Un facteur de mérite $V_{\pi}L_{\pi}$ de 0.046 V.cm peut être déduit, soit un gain d'un facteur 10 par rapport au résultat obtenu sur la structure à puits

quantiques Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85} standard. Le coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde et du champ électrique appliqué, obtenu grâce à la mesure du photocourant est également reporté Fig. 48(c). A nouveau un comportement de nature différente par rapport aux structures non couplées est mis en évidence. Une combinaison de pics excitoniques apparaissent et disparaissent en fonction du champ électrique appliqué, mettant en évidence un jeu complexe de transitions optiques.

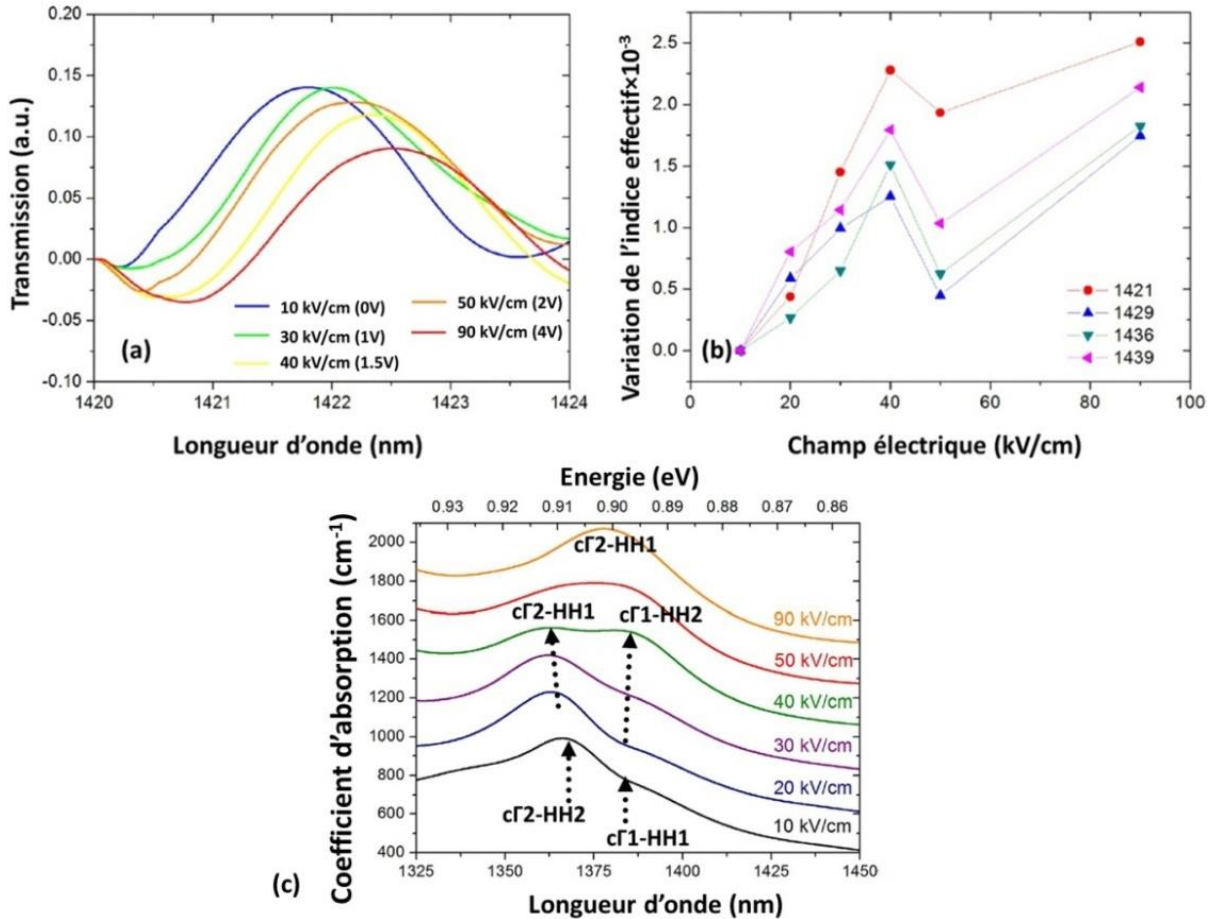


Figure 48: (a) mise en évidence des franges Fabry-Perot et de leur décalage lors de l'application d'une tension inverse sur la diode, (b) variation de l'indice effectif obtenu sur la structure à puits couplés. (c) mesure du coefficient d'absorption.

Pour analyser finement ces comportements, des simulations ont été faites pour évaluer les niveaux d'énergie et les fonctions d'ondes des porteurs dans les puits couplés, en fonction du champ électrique appliqué. Le but étant d'étudier la nature et l'évolution des transitions optiques. Ces simulations sont réalisées à l'aide du logiciel nexnano et sont reportées à la Fig. 49 (a-c). Les fonctions d'onde paires et impaires sont obtenues dans les puits couplés, et les pics observés dans les spectres d'absorption (Fig. 48(c)) sont dus à la superposition de différentes transitions. Ainsi, le pic observé autour de 0.909 eV est le résultat d'une superposition de la transition cΓ2-HH2 et de la transition cΓ2-HH1. De même le coude à 0.895 eV est une superposition des transitions cΓ1-HH1 et cΓ1-HH2. Au fur et à mesure que le champ électrique augmente les fonctions d'onde des électrons se délocalisent. Les transitions cΓ2-HH2 et cΓ1-HH1 deviennent moins visibles à cause de la diminution de

l'intégrale de recouvrement entre les fonctions d'ondes. En revanche les transitions $c\Gamma_1$ -HH2 et $c\Gamma_2$ -HH1 dominent (Fig. 49(c)). L'intégrale de recouvrement devient maximale pour la transition $c\Gamma_1$ -HH2 à 40kV/cm d'où l'apparition d'un pic excitonique bien défini à 0.897 eV. Cette maximisation se manifeste par un maximum au niveau de la variation de l'indice effectif (Fig. 48(b)). A partir de 50kV/cm appliqués et plus, la transition $c\Gamma_1$ -HH2 devient inactive car l'intégrale de recouvrement correspondante diminue. Ainsi, pour des champs électriques forts, seule la transition $c\Gamma_2$ -HH1 domine : un seul pic très large est visible sur le spectre.

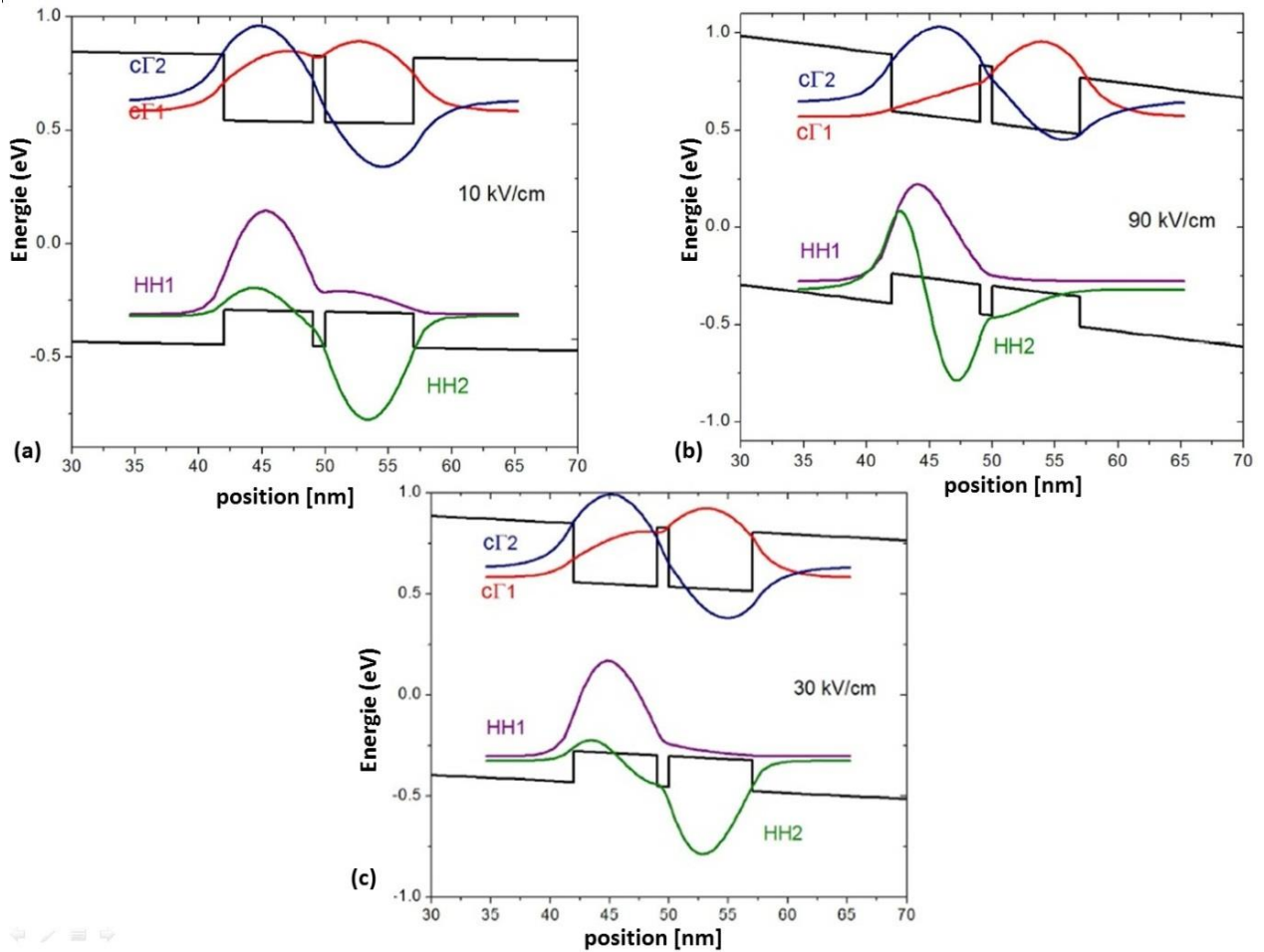


Figure 49: Les fonctions d'ondes des électrons et des trous dans les puits couplés pour un champ électrique de (a) 10kV/cm (b) 90 kV/cm, (c) 30kV/cm.

Il est aussi intéressant de remarquer sur la Fig. 48(c) le décalage inhabituel des pics d'absorption en fonction de la longueur d'onde. Le pic à 0.909 eV se décale vers les plus basses longueurs d'onde lorsque le champ électrique augmente tandis que le deuxième pic se décale vers les plus hautes longueurs d'onde. A l'opposé, dans les puits quantiques non couplés, seul un décalage du pic excitonique vers les plus hautes longueurs d'onde (décalage vers le rouge ou red-shift) est observé. L'ESCQ inhabituel obtenu dans les puits couplés conduit non seulement à une variation de l'indice effectif plus grande mais aussi à un comportement différent avec la longueur d'onde. Pour les puits non couplés la variation d'indice maximale est obtenue pour les longueurs d'onde les plus proches du bord de bande et

il y a une décroissance monotone avec l'augmentation de la longueur d'onde (Fig. 41(a)), alors que dans la structure à puits quantiques Ge/SiGe couplés étudiée, la variation de l'indice effectif admet un maximum à la longueur d'onde de 1420nm (Fig. 50).

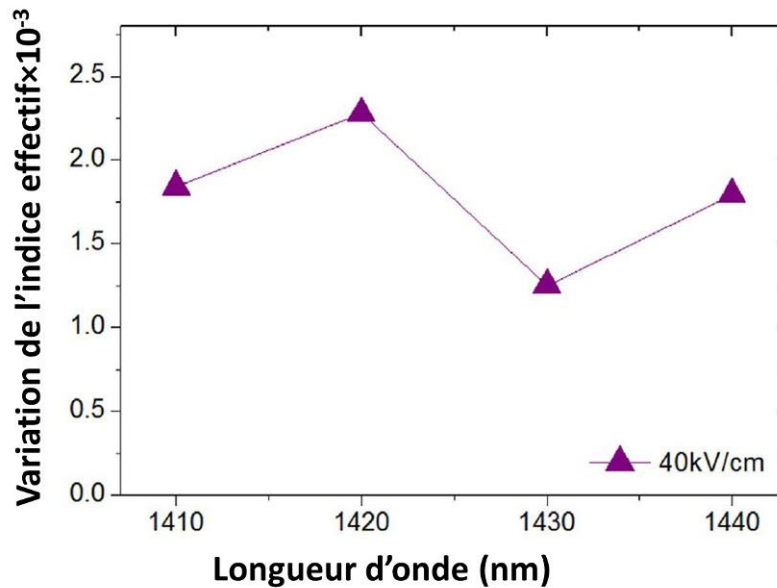


Figure 50: Variation de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde dans la structure à puits quantiques couplés Ge/SiGe.

1.3 Comparaison avec l'état de l'art.

Les puits quantiques Ge/SiGe «classiques» ont des performances comparables à leur homologues III-V avec un $V_{\pi}L_{\pi}$ entre 0.1 et 0.5 V.cm [107-108] et des tensions requises élevées et non compatibles avec l'électronique actuelle. Pour ce qui concerne les puits quantiques couplés Ge/SiGe le facteur de mérite est très compétitif : 0.046 V.cm avec une tension de 1.5V. Par conséquent, l'utilisation des puits couplés est préférable pour le développement de modulateurs électro-optiques efficaces sur substrat silicium. Il est à noter que l'utilisation des puits couplés, nécessite un contrôle ultime des épaisseurs : l'effet d'électroréfraction est très fortement lié à la barrière qui couple deux puits quantiques entre eux.

2. Circuits optiques passifs à base de guides en SiGe riches en Ge à $\lambda=1.55 \mu\text{m}$

Pour utiliser les effets d'électroréfractances obtenus dans les puits quantiques Ge/SiGe couplés ou non couplés, j'ai développé les différentes briques de base d'une plateforme intégrée passive (virages, MMI), permettant l'intégration des régions actives dans des structures interférométriques. Dans une première partie les guides d'onde retenus pour cette plateforme

sont présentés. Puis la conception et la démonstration des structures passives telles que les virages et les interféromètres de Mach Zehnder (MZI) sont présentés.

Les effets de modulation dans des puits quantiques Ge/SiGe, qu'ils soient basés sur l'électroabsorption ou l'électroréfraction reposent sur l'ESCQ, qui est un effet lié à la bande interdite directe des matériaux, et qui est obtenu dans des structures Ge/SiGe riches en Ge. Pour obtenir des structures de très bonne qualité cristalline et une bonne uniformité des puits, l'ensemble des structures étudiées pendant cette thèse utilisent un buffer graduel épais, dans lequel l'augmentation progressive de la concentration de Ge permet de relaxer de manière continue la contrainte lors de la croissance, et d'obtenir au final un substrat virtuel totalement relaxé avec une faible TDD sur lequel la croissance des puits quantiques à contraintes compensées est effectuée.

Ce mode de croissance a des conséquences sur l'intégration des régions actives sur un circuit intégré photonique plus complet. En effet l'épaisseur de ce buffer graduel épais rend impossible l'utilisation des circuits classiques à base de SOI. Par conséquent, deux approches sont possibles pour l'intégration des composants :

- la réduction de l'épaisseur du buffer [49] pour intégrer la région active sur SOI
- l'utilisation de guides d'ondes formés dans le substrat virtuel en $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ sur le buffer graduel. Le confinement optique est obtenu grâce à l'augmentation de l'indice de réfraction avec l'augmentation de la concentration en Ge dans l'alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ le long du buffer graduel. Une structure typique est reportée sur la Fig. 51(a), avec l'évolution de l'indice de réfraction le long de l'axe vertical reporté en Fig. 51(b). Cette structure ne nécessite donc pas de substrat SOI pour obtenir le guidage de la lumière, mais est obtenue par croissance épitaxiale de l'empilement SiGe sur substrat Si.

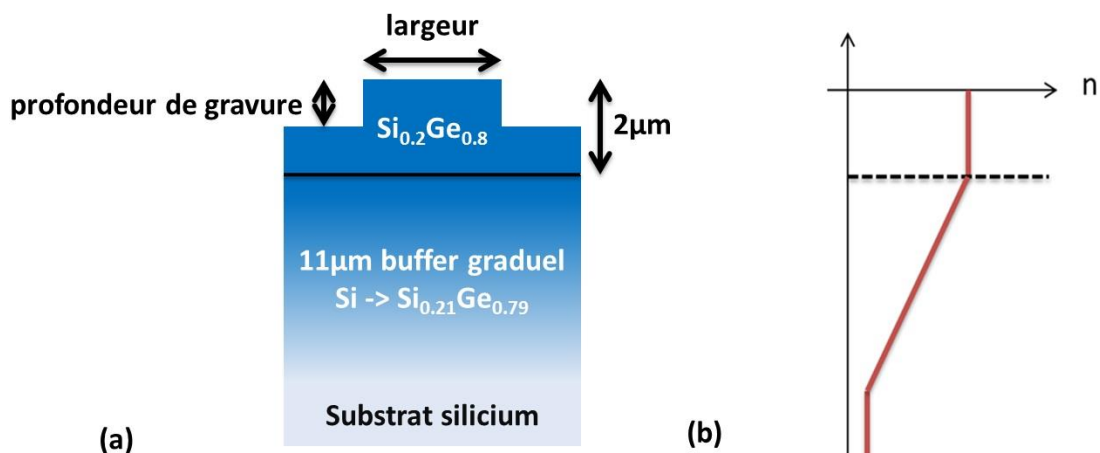


Figure 51: a) Vue en coupe d'un guide $\text{Si}_{0.2}\text{Ge}_{0.8}$, (b) variation de l'indice de réfraction dans la direction verticale

Cette approche a été proposée et démontrée avant le début de la thèse [51]. Elle nécessite de choisir de manière adéquate la concentration en Ge du substrat $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, pour garantir la

transparence à la longueur d'onde visée, tout en restant adaptée à la croissance de puits quantiques à forte concentration en Ge. Ainsi il a été possible d'intégrer des modulateurs à électroabsorption avec des guides d'onde $\text{Si}_{0.16}\text{Ge}_{0.84}$ sur buffer graduel. Les pertes des guides d'onde obtenues sont reportées sur la Fig. 52. Dans ce cas le modulateur fonctionnait entre 1420 et 1520 nm, alors que l'absorption liée à la bande interdite indirecte du guide est visible autour de 1400 nm avec une forte augmentation des pertes de propagation en dessous de cette longueur d'onde. Aux longueurs d'onde de fonctionnement du modulateur, de faibles pertes de 1 à 3dB/cm sont obtenues.

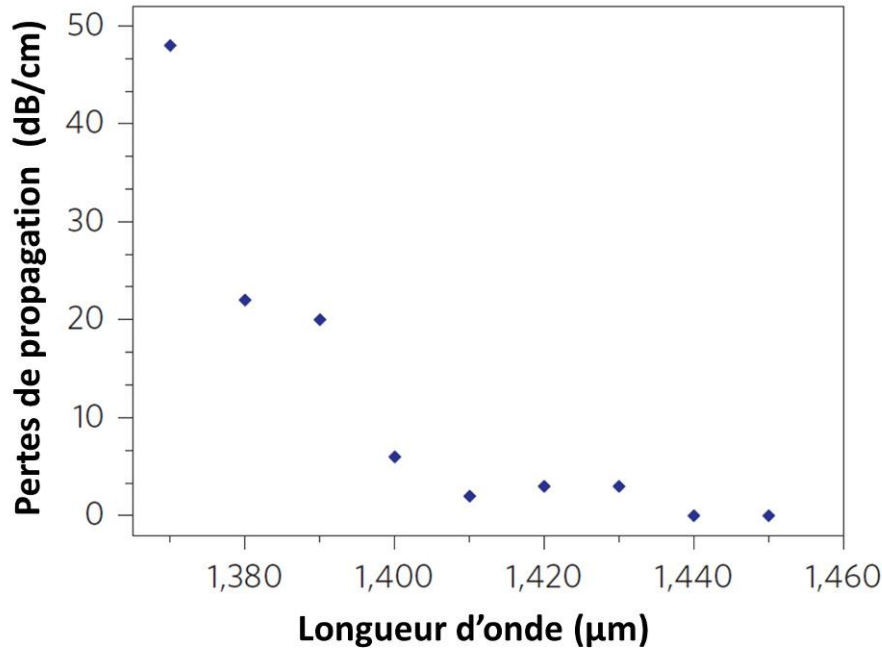


Figure 52: Pertes de propagation en fonction de la longueur d'onde pour un guide d'onde en arrête $\text{Si}_{0.16}\text{Ge}_{0.84}$, largeur de $2\ \mu\text{m}$ et profondeur de gravure de $1\ \mu\text{m}$.

Cette approche permettant d'obtenir des guides d'onde à faible pertes tout en intégrant des structures à puits quantiques Ge/SiGe à forte concentration en Ge a été retenue dans la suite de ce travail. Suite aux premières démonstrations de guides d'onde faite avant le début de cette thèse il a été nécessaire à présent de concevoir des virages, et des coupleurs de type MMI pour pouvoir réaliser des structures interférométriques de type MZI.

2.1 Conception de virages avec des guides d'onde SiGe

La structure de guide d'onde retenue permet l'obtention de guides d'onde passifs à faibles pertes compatibles avec l'intégration de région active Ge/SiGe riche en Ge de très bonne qualité. Cependant l'inconvénient de cette structure est le faible confinement vertical qui rend plus complexe la réalisation de virages compacts. Dans un virage, deux types de pertes sont présentes: les pertes par radiation et les pertes liées au recouvrement non total des modes du guide droit et du guide courbé. Les pertes liées au recouvrement des modes sont présentes à la jonction entre un guide droit et un guide courbé, comme par exemple dans un virage à 90° . Le

mode optique dans un guide courbé se trouve excentré et décalé vers la partie externe du virage, ainsi lorsque la lumière y est injectée à partir du guide droit une partie est perdue à cause du décalage des positions des deux modes. L'intégrale de recouvrement mesure ce décalage. Des simulations numériques ont été effectuées en utilisant un solveur FDE de Lumerical [109] pour estimer le rayon de courbure minimal pour un virage en fonction de la profondeur de gravure du guide $\text{Si}_{0.2}\text{Ge}_{0.8}$. Le guide d'onde considéré est celui de la figure 51 (a) avec une largeur de guide de $2\ \mu\text{m}$ et la profondeur de gravure est variée dans l'étude. Les rayons de courbure minimaux ont été calculés de pour un virage à 90° et les résultats obtenus sont reportés sur la Fig. 53. Les profondeurs de gravure faibles, typiquement inférieures à $1.4\ \mu\text{m}$ conduisent à des rayons de courbure entre $3\ \text{mm}$ et $500\ \mu\text{m}$. De telles dimensions ne sont pas envisageables pour les interconnexions intra-puces. En revanche, l'utilisation des profondeurs de gravure entre 2 et $3\ \mu\text{m}$ rend possible l'utilisation des rayons de courbure inférieurs à $15\ \mu\text{m}$. De plus, une saturation des courbes en TE et TM est observée entre 2.5 et $3\ \mu\text{m}$ de profondeur ce qui indique qu'une gravure supérieure à ces profondeurs-là ne contribue pas à une diminution significative du rayon de courbure. Par conséquent, pour obtenir des virages compacts avec des guides $\text{Si}_{0.2}\text{Ge}_{0.8}$ la stratégie suivante a été choisie : pour les portions droites une profondeur de $1\ \mu\text{m}$ sera retenue pour obtenir des guides monomodes avec des faibles pertes de propagation (Fig. 54(a)) tandis que pour les portions courbées une profondeur de gravure de $2.5\ \mu\text{m}$ sera implémentée pour tirer profit d'un confinement plus fort (Fig. 54(b)) et réduire le rayon de courbure. Les virages à double gravure ont déjà prouvé leur efficacité sur d'autres plateformes telles que InP/InGaAsP [110] où des virages de $30\ \mu\text{m}$ de rayon courbure ont été obtenus avec des pertes de $0.52\ \text{dB}/90^\circ$.

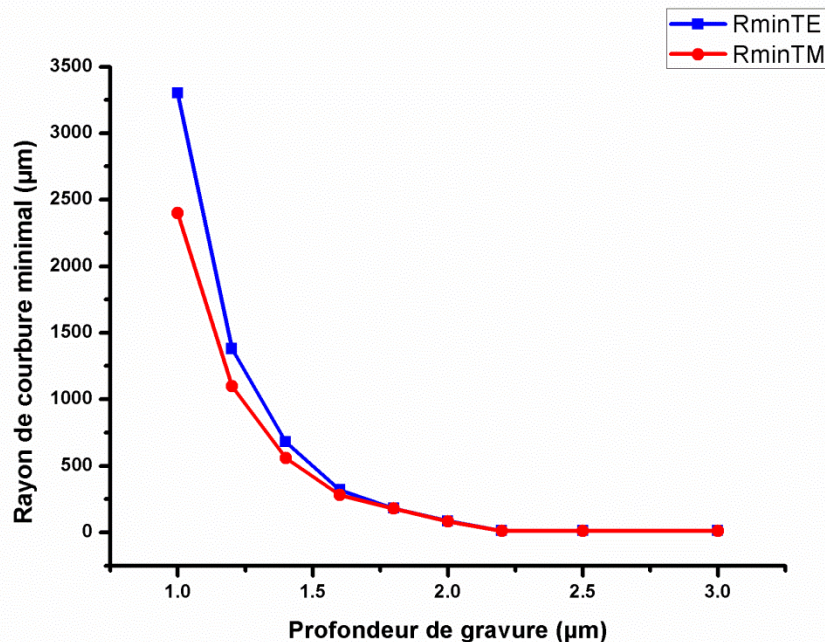


Figure 53: Rayon de courbure minimal atteignable en fonction de la profondeur de gravure en polarisation TE et TM.

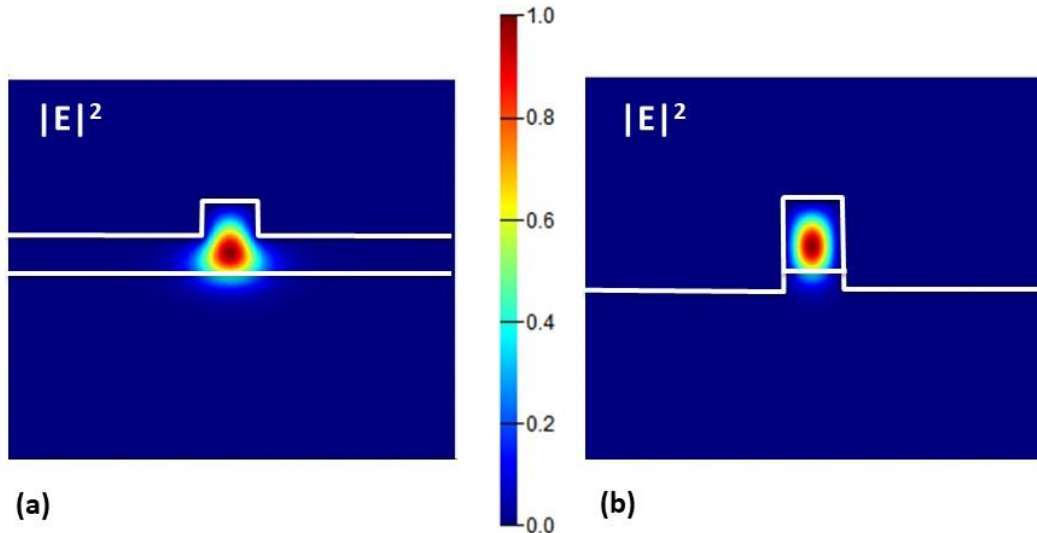


Figure 54: mode fondamental TE dans un guide $\text{Si}_{0.2}\text{Ge}_{0.8}$ (a) faiblement gravé, (b) fortement gravé.

Une connexion directe des guides faiblement et fortement gravés générerait des pertes à cause de la différence d'indice effectif entre les modes des deux guides et de leurs positions. Par conséquent une transition est nécessaire afin de passer d'un mode à l'autre sans pertes. Cette transition doit être la plus courte possible pour diminuer la taille totale du virage. La transition visible sur la Fig. 55(a) a été conçue en utilisant le solveur commercial EME de Lumerical. Les vues en coupe du champ électrique au-dessus et le long de la direction de propagation sont reportées Fig. 55(b) et (c) respectivement. La transition de longueur $20\ \mu\text{m}$ ne présente pas de pertes par radiation.

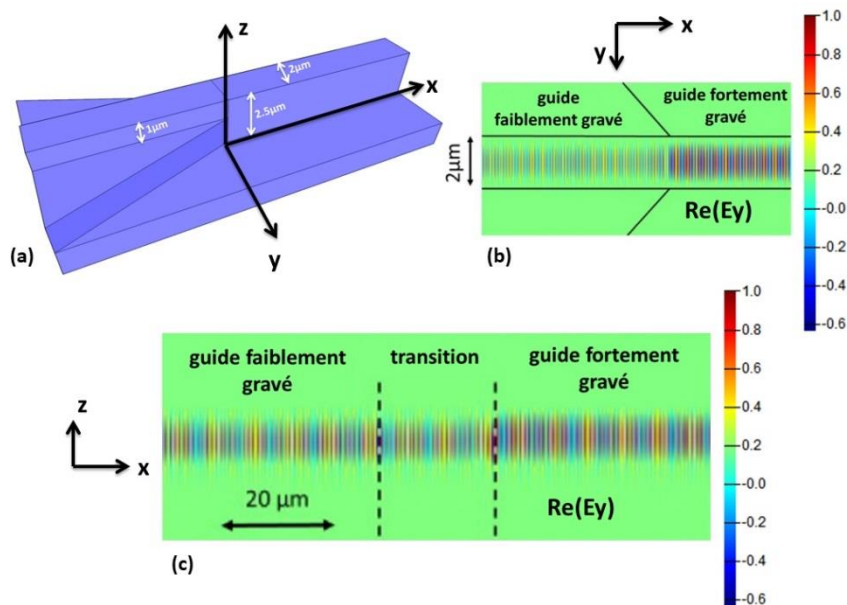


Figure 55: Transition guide faiblement gravé-guide fortement gravé: (a) vue en perspective, (b) simulation de la propagation en polarisation TE vue du dessus, (c) vue de côté.

2.2 Conception de MMI

Pour obtenir une structure interférométrique telle qu'un MZI il est nécessaire de concevoir une structure capable de diviser un faisceau en deux. Différents composants optiques peuvent être utilisés pour réaliser cette fonction parmi lesquels les jonctions en Y, les coupleurs en étoile [111], les structures MMI, ou les coupleurs directionnels. Notre choix est porté sur les MMI : leur conception ne nécessite pas de virages, ils sont tolérants aux variations technologiques et en longueur d'onde.

Le MMI a été conçu à base de guides en arête $\text{Si}_{0.2}\text{Ge}_{0.8}$ de profondeur gravée $1\ \mu\text{m}$, pour garantir les faibles pertes de propagation. Le guide multimode constituant le cœur de la structure est de largeur $11\ \mu\text{m}$ (Fig. 56(a)). Cette largeur est un bon compromis permettant de satisfaire les critères suivants : la structure doit supporter un nombre suffisant de modes guidés, typiquement ≥ 3 [112], la largeur de la structure doit permettre de placer les guides de sortie de façon à ne pas avoir de couplage entre eux, la longueur de MMI est proportionnelle au carré de largeur, ainsi pour minimiser l'encombrement la largeur doit être la plus petite possible [112]. L'optimisation a été faite à la longueur d'onde de $1.55\ \mu\text{m}$ pour les premiers tests. Un ajustement des dimensions pour un fonctionnement à une longueur d'onde différente pourra être réalisé par la suite. Les dimensions de la structure optimisée sont données dans la Fig. 56 (a) et l'intensité optique le long de la structure est reportée Fig.56 (b). Une division 50:50 est bien visible. La structure avec les dimensions optimales présente $0.34\ \text{dB}$ de pertes totales pour une longueur de $187\ \mu\text{m}$.

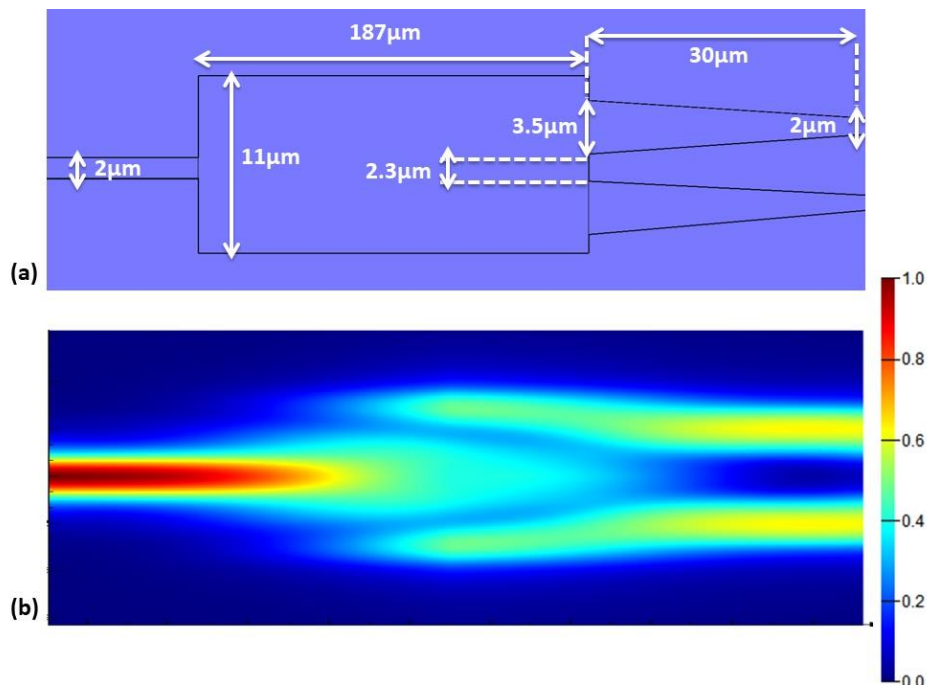


Figure 56: (a) Vue schématique de MMI conçu avec les dimensions optimisées, (b) intensité du champ électrique le long de la structure à la longueur d'onde de $1.55\ \mu\text{m}$.

2.3 Fabrication des virages et des interféromètres

Nous avons vu que les briques de base des fonctions passives utilisent deux profondeurs de gravure différentes : une gravure de $1\ \mu\text{m}$ pour les guides droits, et une gravure de $2.5\ \mu\text{m}$ pour les virages. La fabrication de ces structures nécessite de développer un auto-alignement entre ces deux gravures. Le principe d'auto-alignement est basé sur l'utilisation d'une couche sacrificielle ou masque dur, en général un oxyde est utilisé (Si_3N_4 ou SiO_2) ou bien un métal. Cette couche est patternée grâce à la lithographie optique et gravée pour définir les motifs, Fig. 57 (a) et (b). La première gravure de la couche guidante est réalisée avec le masque dur, Fig. 57 (c). Puis une lithographie est réalisée pour définir les motifs qui doivent être définis par la deuxième gravure (Fig. 57(d) et (e)). L'alignement entre la première et la deuxième gravure est réalisé grâce à la présence du masque dur, Fig. 57(f). Ainsi, les deux gravures seront auto-alignées malgré les erreurs d'alignement entre les niveaux de lithographie. Pour cette étude un masque dur en SiO_2 a été choisi. Le SiO_2 est suffisamment résistant à tous les étapes de procédé (lithographie et gravure), peut être déposé facilement sur l'échantillon de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ et enlevé au HF si besoin est sans détériorer le matériau épitaxié.

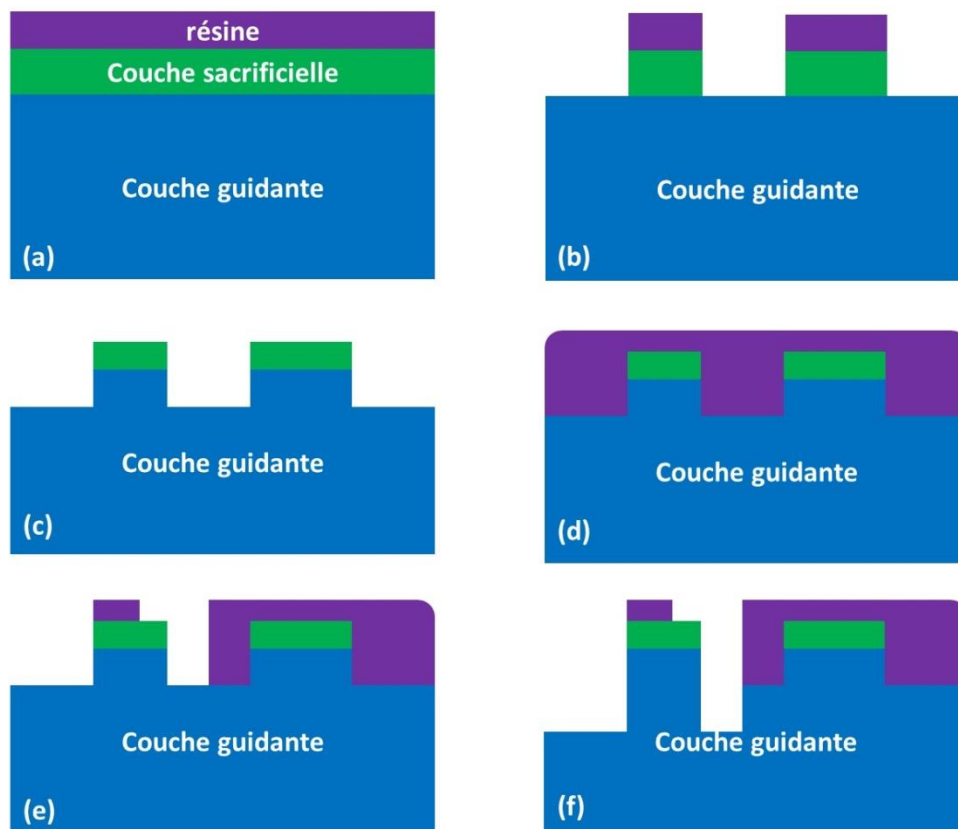


Figure 57: Principe d'autoalignement (a) enrésinement, (b) lithographie et gravure du masque (c) première gravure de la couche guidante (d) enrésinement (e) lithographie et auto-alignement (f) deuxième gravure de la couche guidante.

Ainsi, tout d'abord il a été nécessaire d'optimiser le procédé de gravure de SiO_2 . Une gravure sèche a été choisie pour une définition précise et bien contrôlée des motifs. Des tests de gravure ont été réalisés avec le SiO_2 déposé par PECVD afin de choisir entre la gravure RIE (gravure ionique réactive) ou ICP. Les résultats des tests ont montré qu'une gravure RIE (Fig. 58(a)) possède un flanc de gravure beaucoup plus adouci que celui obtenu par la gravure ICP (Fig. 58 (b)). De plus, comme il est possible de remarquer sur la photo MEB Fig.58(c) la gravure RIE s'accompagne d'une formation de teflon importante. Cette couche de teflon va engendrer une rugosité très importante qui sera transférée aux guides gravés. Par conséquent, la gravure ICP a été choisie pour la fabrication du masque dur. L'utilisation d'un bâti ICP pour la gravure de SiO_2 nécessite un développement supplémentaire au niveau de la lithographie optique. En effet, les résines de lithographie optiques classiques telles que celles de la famille S18 sont consommées rapidement au cours de la gravure de l'oxyde. Ainsi pour les utiliser il aurait fallu augmenter l'épaisseur de résine déposée et ainsi perdre inévitablement en résolution.

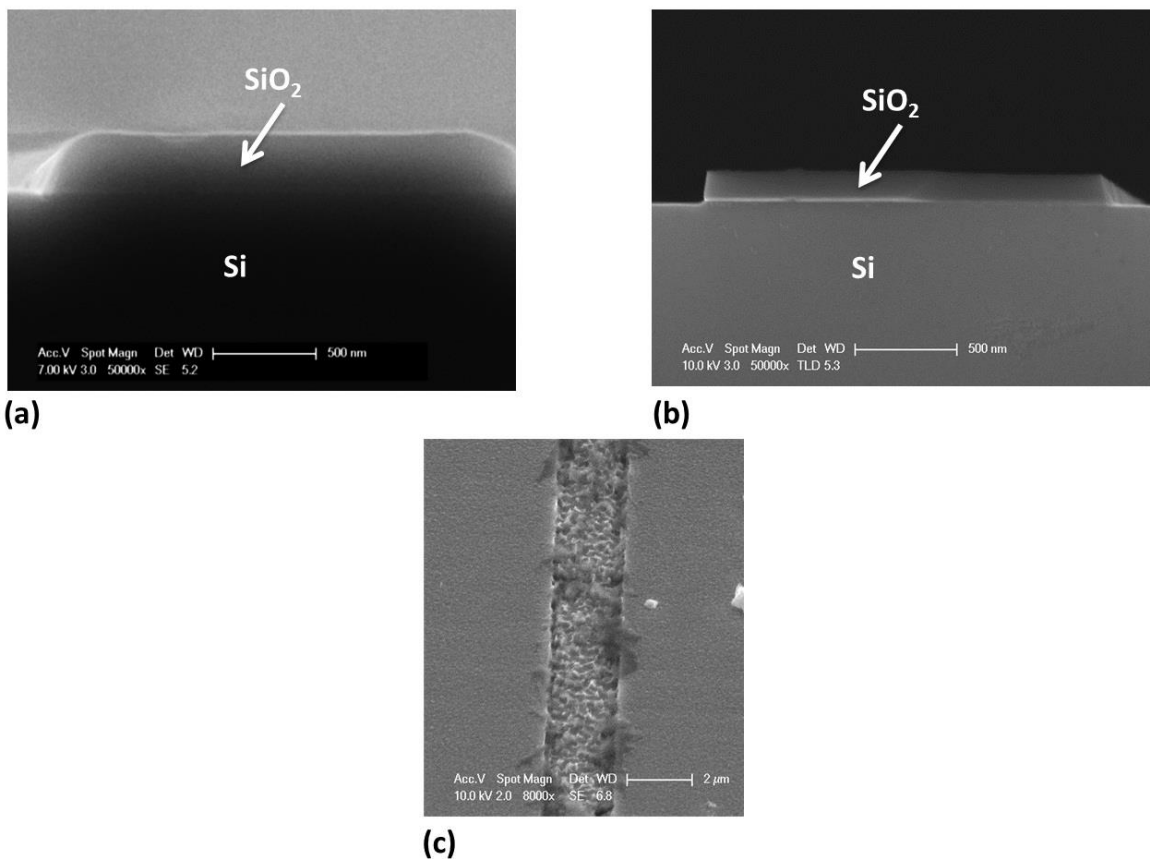


Figure 58: (a) gravure de SiO_2 avec un bâti RIE, (b) gravure de SiO_2 avec un bâti ICP, (c) génération de teflon par la gravure RIE.

J'ai donc développé un nouveau procédé de lithographie en utilisant un autre type de résine: l'UVIII. L'UVIII est une résine utilisée pour la lithographie UV-profond, il est possible de l'utiliser sur les aligneurs classiques à condition de ne pas filtrer la lumière issue de la lampe de l'aligneur. Cette résine a une tenue à la gravure remarquable. Une épaisseur de résine de seulement de 400 nm est suffisante pour graver 200 nm de SiO_2 .

Après optimisation de la gravure et de la lithographie de SiO_2 , la fabrication des dispositifs passifs en $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ a pu être réalisée. Les étapes correspondant au premier niveau de fabrication sont reportées dans la Fig. 59. Le dépôt de 200 nm de SiO_2 par PECVD (Fig. 59(a)) est réalisé après nettoyage de l'échantillon. Puis la résine est déposée à 6000 Tours/min avec un recuit à 130°C . Les motifs sont définis par lithographie optique (Fig. 59(b),(c),(d)). Un recuit d'amplification de la dose est réalisé à 140°C avant le développement dans le développeur MF-CD-26. Le masque dur est gravé à l'ICP (Fig. 59(e)) et la résine est enlevée après la gravure. Enfin une gravure de $1\ \mu\text{m}$ des guides est réalisée en utilisant le masque dur, puis la rugosité des guides est adoucie par un traitement avec H_2O_2 . A cette étape-là toutes les structures présentes sur l'échantillon sont faiblement gravées.

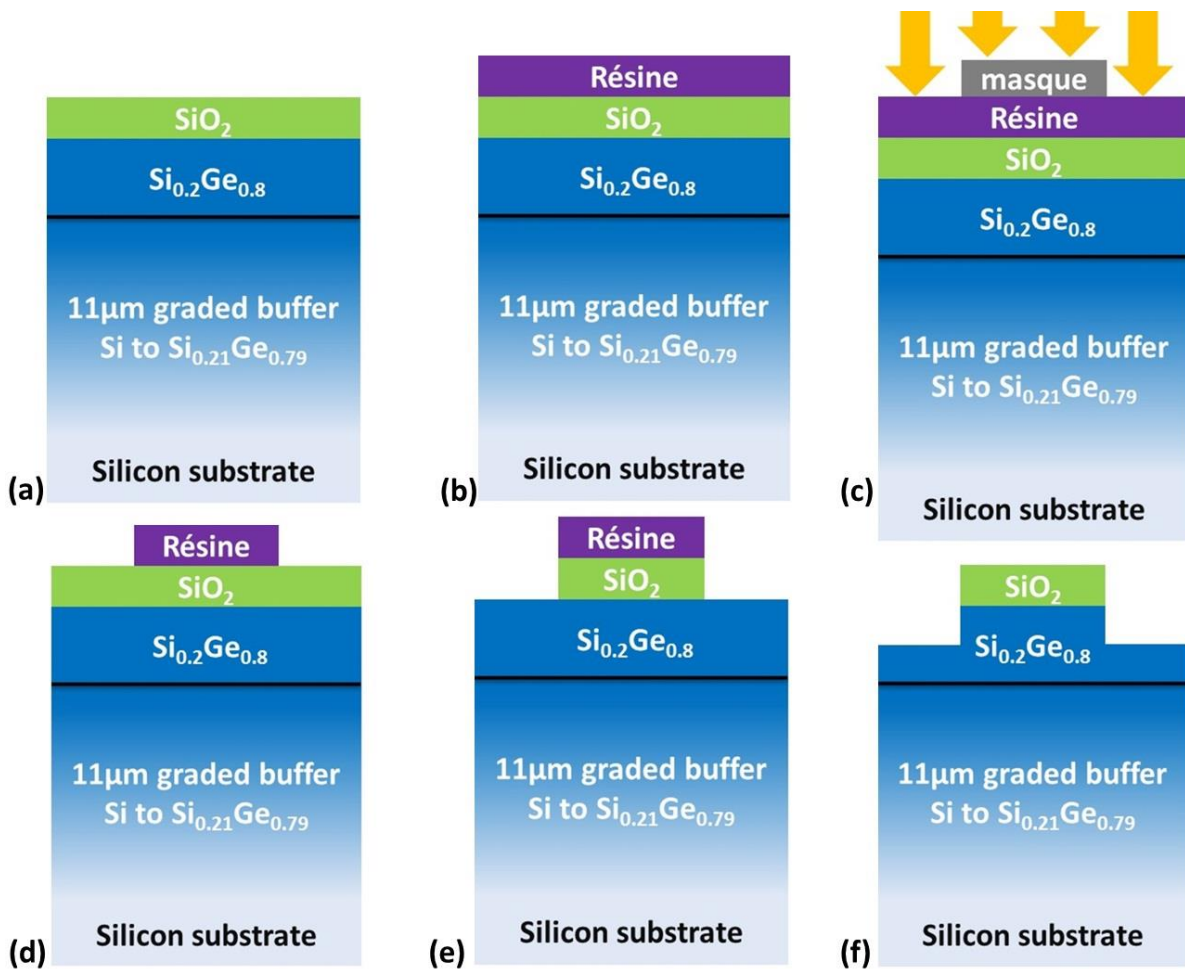


Figure 59: Niveau 1 (a) dépôt de silice, (b) enrésinement, (c) lithographie, (d) développement, (e) gravure de SiO_2 , (f) nettoyage de résine et gravure des guides.

Lorsque la définition des guides est terminée, la deuxième étape du processus est réalisée permettant de réaliser la gravure profonde des transitions et des virages. La résine UVIII est aussi utilisée pour cette étape. L'enrésinement cette fois-ci est effectué à 1000 tours/min pour bien recouvrir toutes les parties de l'échantillon (Fig. 60(a)). Après lithographie et développement (Fig. 60(b) et (c)) les portions droites resteront protégées tandis

que les parties courbées seront exposées à la gravure (Fig. 60(c)). Ainsi, les virages sont gravés à l'ICP de $2.5\ \mu\text{m}$ (Fig. 60(d)) et la présence du masque dur assure un auto-alignement entre la gravure du premier niveau et la gravure du virage. La rugosité générée par la gravure est de nouveau adoucie par un traitement H_2O_2 . La résine est nettoyée à l'acétone et isopropanol.

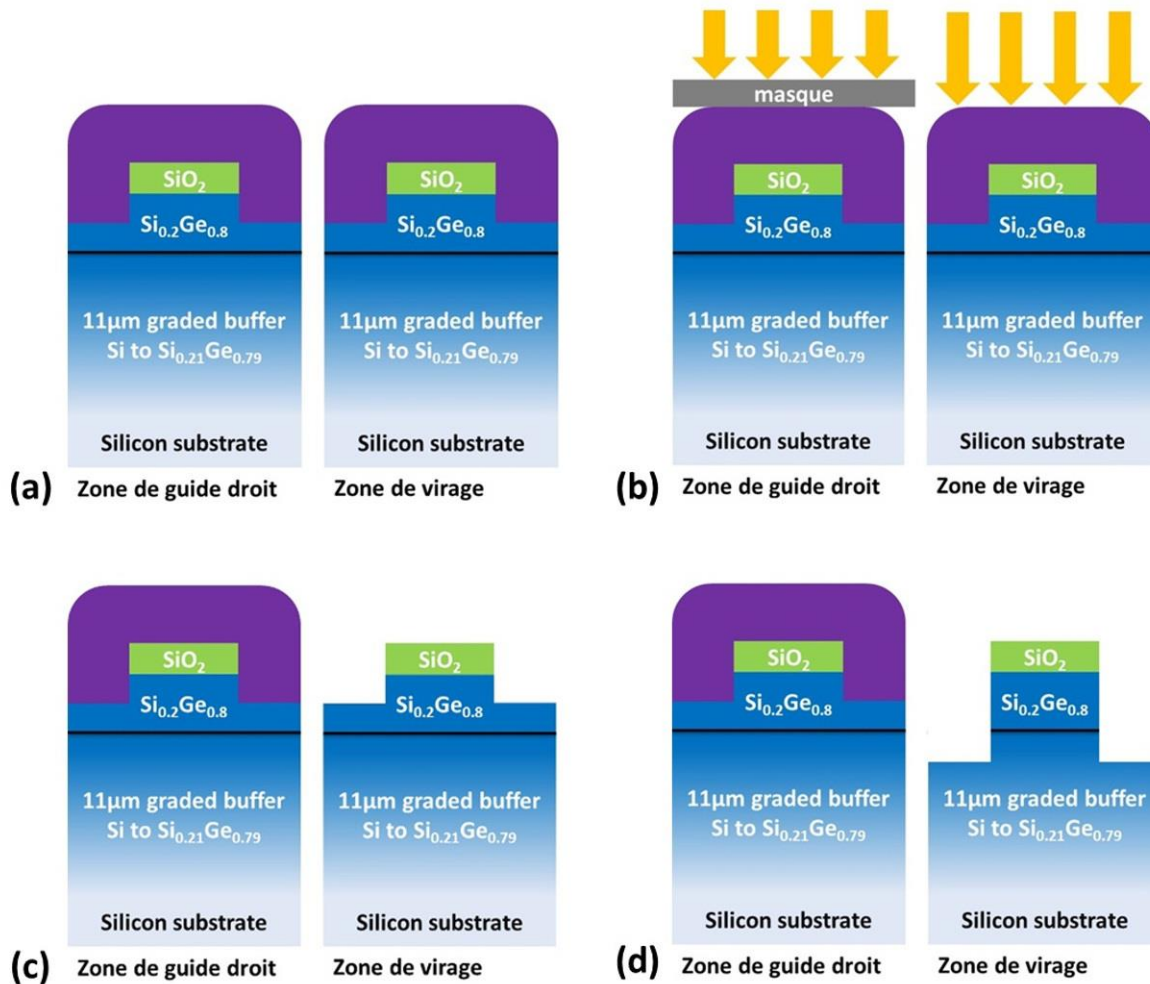


Figure 60: Niveau 2 (a) enrésinement, (b) lithographie, (c) développement, (d) gravure du SiGe dans les virages (gravure de $2.5\ \mu\text{m}$ pour assurer un fort confinement).

Pour pouvoir être testé optiquement l'échantillon doit être découpé à la scie : une lame diamant avec un grain fin coupe dans les guides d'accès. Ce processus a également été optimisé afin d'avoir des facettes de faible rugosité et ainsi avoir des pertes de couplage faibles.

2.4 Caractérisation des structures passives : virages et interféromètre de Mach Zehnder

Les structures ont été caractérisées sur le banc optique de couplage en bout présenté dans la partie précédente. Pour la caractérisation des virages, des guides avec une succession de 32 virages à 90° ont été fabriqués (Fig. 61(a)). Les transitions entre les portions droites et les virages sont reportées dans la Fig. 61(b). Différents rayons de courbure ont été utilisés sur l'échantillon : $12\ \mu\text{m}$, $25\ \mu\text{m}$, $50\ \mu\text{m}$, $100\ \mu\text{m}$. De plus, les guides droits sont présents après chaque groupe de virage pour normalisation (Fig. 61(a)). Les mesures ont été effectuées en polarisation TE à une longueur d'onde de $1550\ \text{nm}$. Les pertes des virages ont été calculées en comparant la transmission d'une succession de 32 virages avec celle d'un guide droit de référence. Les pertes des facettes sont estimées à $6\ \text{dB}$ et les pertes des guides d'ondes à $1\ \text{dB/mm}$. Les pertes des guides peuvent être améliorées par une passivation adéquate ainsi que par une amélioration du procédé de gravure. Les pertes par virage obtenues, en fonction du rayon de courbure, sont reportées sur la Fig. 61(c). Les pertes augmentent avec la diminution du rayon de courbure du virage. Pour un rayon de courbure de $50\ \mu\text{m}$ une valeur de $0.5\ \text{dB}/90^\circ$ est obtenue ce qui est acceptable pour la plupart des applications. La stratégie basée sur une double gravure a permis d'atteindre les rayons de courbure aussi petits que $12\ \mu\text{m}$ qui est une preuve de la viabilité de la plateforme $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riche en Ge pour l'intégration de composants photoniques. Les virages sont aussi un bloc de base pour la démonstration future de composants plus complexes : interféromètres, multiplexeurs etc.

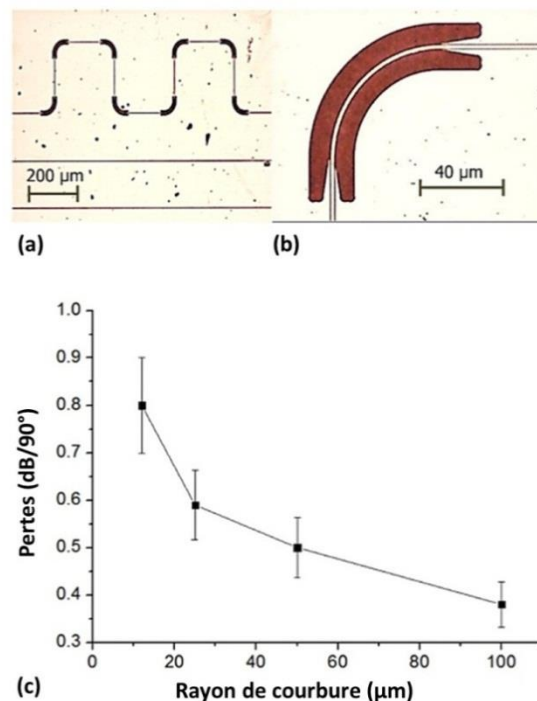


Figure 61: (a) Photographie au microscope optique d'une succession de virages fabriqués, (b) zoom sur la région gravée de virage avec les transitions, la zone profondément gravée est plus sombre, (c) pertes mesurées par virage de 90° en fonction du rayon de courbure, issu de [113].

De plus, les structures démontrées ici sont une preuve de concept et des améliorations sont possibles. Ainsi, les simulations numériques montrent que les pertes dans les structures testées sont dues principalement à l'intégrale de recouvrement entre le mode du guide droit et les modes dans le guide courbé. Ainsi une réduction des pertes dans les virages est théoriquement possible en décalant le guide droit par rapport au virage [114]. De plus, une variation du rayon de courbure tout au long du virage pourrait également réduire les pertes et diminuer encore la taille des virages [115].

Dans un deuxième temps les structures interférométriques ont été caractérisées en polarisation TE et TM. La vue schématique des interféromètres testés est représentée sur la Fig. 62 (a) : ce sont des interféromètres asymétriques avec une différence de longueurs de bras de $24 \mu\text{m}$ et des virages de $200 \mu\text{m}$ de rayon de courbure. Le MMI de la structure fabriquée et la séparation des bras sont visibles sur la Fig. 62 (b) et (c) respectivement. L'intervalle spectral libre (ISL) de 24.4 nm visible sur le spectre de transmission mesuré (Fig. 62 (d)) correspond à la différence des longueurs des bras de l'interféromètre. La structure caractérisée possède un taux d'extinction supérieur à 10 dB ce qui indique un bon équilibrage des MMI. Sur les 12 dB de pertes mesurés entre l'entrée et la sortie de la puce 8 dB correspondent aux pertes générées par les guides d'accès, 2 dB sont attribués aux bras de l'interféromètre, enfin 1 dB est attribué à chaque coupleur.

Cette démonstration d'un MZI utilisant les guides d'onde SiGe riches en Ge sur buffer graduel permet d'envisager l'intégration des régions actives avec ces structures interférométriques pour la démonstration d'un modulateur Mach Zehnder à puits quantiques Ge/SiGe, qui sera détaillé dans le prochain chapitre.

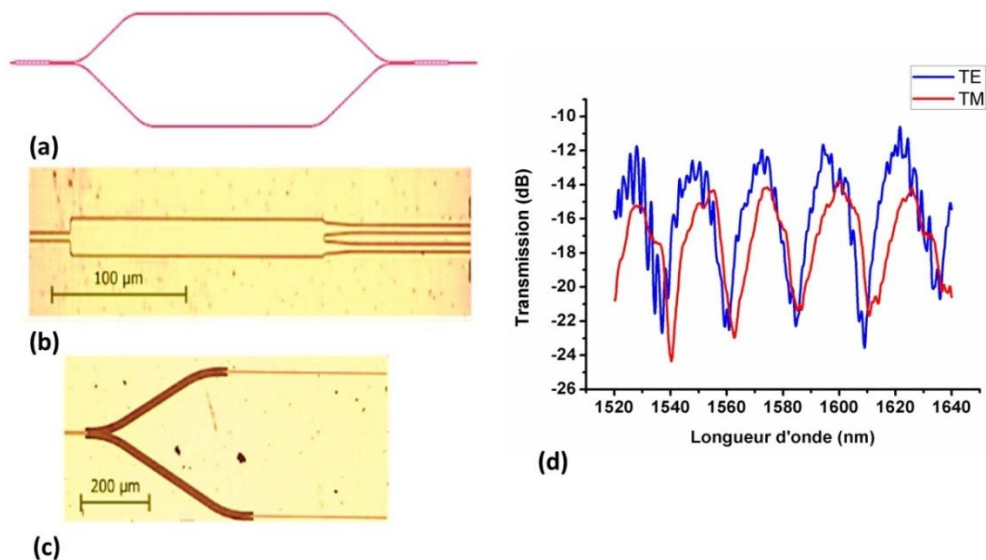


Figure 62: (a) vue schématique de l'interféromètre passif fabriqué, (b) photographie au microscope optique d'un MMI, (c) séparation des guidés, la région profondément gravée est plus sombre, (d) Transmission de la structure mesurée en polarisation TE et TM.

2.5 Insensibilité à la polarisation des guides sur buffer graduel

La dépendance à la polarisation est un problème inhérent à tous les circuits photoniques intégrés. En effet, les performances des composants présents sur les circuits intégrés photoniques dépendent de la polarisation, qui n'est généralement pas maîtrisée lors de l'utilisation de fibres optiques standards pour les télécommunications. Une stratégie couramment utilisée pour éliminer ce problème est la diversité de polarisation [116]. Dans cette approche le faisceau d'entrée est séparé en composantes TE et TM à l'aide d'un séparateur de polarisation. La partie TM est dirigée vers un rotateur de polarisation et sera transformée en TE. Ensuite, les deux signaux sont dirigés vers deux sous parties identiques du circuit intégré photonique traitement. A la sortie, la partie correspondant à l'information portée par la polarisation TM traverse de nouveau un rotateur de polarisation pour revenir à l'état de polarisation initial. Enfin les deux composantes sont recombinaées. Cette approche nécessite de dupliquer toutes les structures pour le traitement de l'information. De plus, les composants nécessaires tels que les rotateurs de polarisation ou les séparateurs de polarisation sont nécessaires.

Dans cette partie nous étudions une approche alternative, basée sur la conception de structures insensibles à la polarisation, rendue possible grâce au faible confinement inhérent dans les guides $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riches en Ge sur buffer graduel.

La première étape pour obtenir une plateforme complète insensible à la polarisation est de concevoir les guides insensibles à la polarisation. La structure utilisée dans cette étude est rappelée dans la Fig. 63: c'est un guide d'onde $\text{Si}_{0,2}\text{Ge}_{0,8}$ sur buffer graduel i.e. la structure épitaxiale à base de laquelle les virages et les interféromètres ont déjà été démontrés. Une étude détaillée des paramètres géométriques du guide d'onde (i.e. profondeur de gravure et largeur) a été menée pour connaître leur influence sur la sensibilité à la polarisation de la structure.

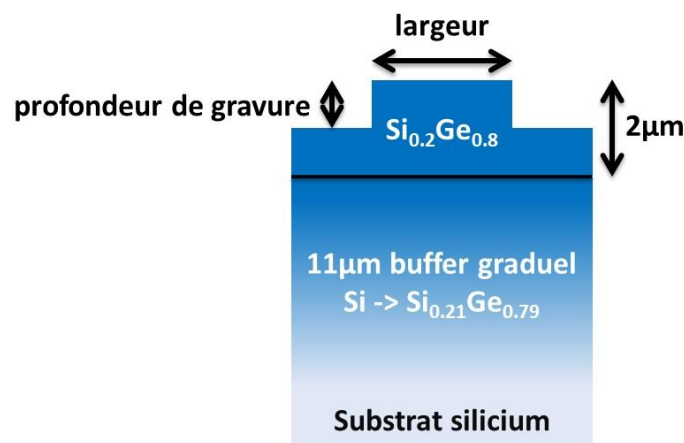


Figure 63: Vue en coupe du guide étudié.

La biréfringence d'un guide peut être définie comme la différence des indices effectifs entre les modes fondamentaux TE et TM ou comme la différence de leurs indices de groupe

respectifs. Une différence au niveau de l'indice effectif va induire une différence de phase entre les modes TE et TM après leur propagation dans le guide d'onde. Cette différence de phase sera proportionnelle à l'écart entre les indices effectifs et à la longueur de propagation. Généralement les guides d'ondes monomodes sont préférables pour les circuits photoniques. Ainsi, les simulations numériques ont été effectuées afin de minimiser la biréfringence des guides d'onde $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ et d'obtenir les guides d'onde monomodes. Tout d'abord la biréfringence a été traitée en termes d'indice effectif. Ainsi, les résultats des calculs de la différence des indices effectifs pour les modes TE et TM en fonction des dimensions du guide d'onde sont reportés sur la Fig. 64 (a). La biréfringence des guides peut être annulée pour les profondeurs de gravure comprises entre $0.9\ \mu\text{m}$ et $2\ \mu\text{m}$ et pour les largeurs entre 1 et $2.5\ \mu\text{m}$ en suivant la ligne de zéro biréfringence en noir pointillé sur le graphe. En revanche, toutes ces géométries ne sont pas viables du point de vue de la fabrication.

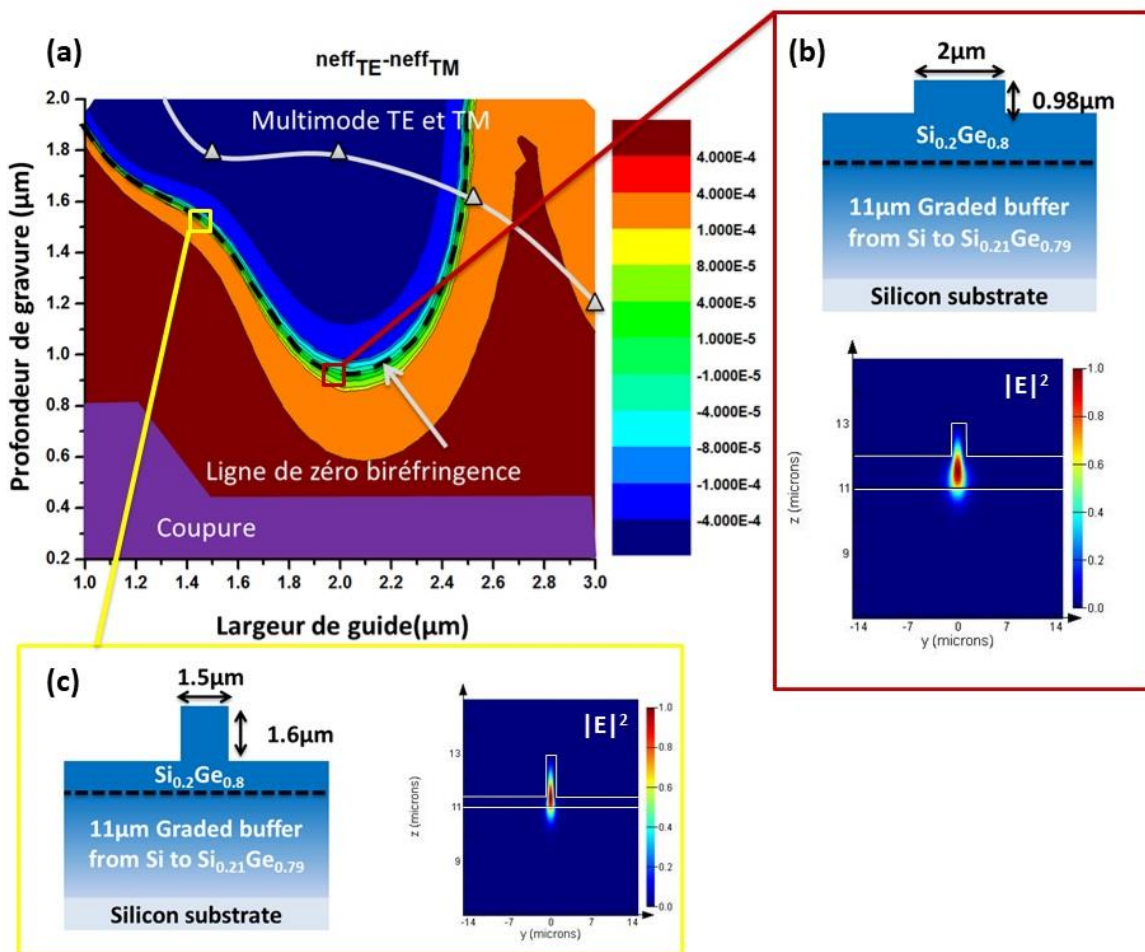


Figure 64: (a) Cartographie de la différence d'indice effectif (en couleur) en fonction de la largeur du guide et de la profondeur de gravure. La ligne blanche correspond à la limite entre les régions monomode et multimode. La ligne noir pointillée correspond à une biréfringence nulle. (b) configuration 1, (c) configuration 2.

Seules des configurations tolérantes aux variations technologiques doivent être choisies. En prenant en compte ce critère deux configurations ont été retenues : la configuration 1 est représentée sur la Fig. 64(b) et la configuration 2 sur la Fig. 64(c). Ces deux configurations

peuvent donner une différence d'indice effectif de 10^{-6} ce qui signifie qu'il faut une longueur de propagation de 77.5 cm pour que les modes TE et TM subissent un déphasage de π . Cette distance est largement supérieure aux distances typiques pour les communications optiques intra puces. Les erreurs de fabrication tolérables ont été calculées pour les deux configurations et sont reportées dans le Tableau 4. Ces marges correspondent aux erreurs maximales tolérables sur la largeur et la profondeur de gravure du guide permettant de garder la différence des indices effectifs en dessous de 4×10^{-4} , marge habituellement prise pour l'évaluation de la biréfringence pour les guides SOI [117]. La tolérance à la fabrication obtenue est supérieure aux niveaux de tolérances typiques des fonderies CMOS.

	Elargissement	Rétrécissement	Surgravure	Sousgravure
Configuration 1	390nm	300nm	200nm	400nm
Configuration 2	100nm	90nm	100nm	100nm

Tableau 4: Erreur des fabrications maximales tolérables (correspondant à une variation d'indice effectif de 4×10^{-4}).

On peut constater sur le tableau 4 que la configuration 1 est beaucoup plus robuste aux imperfections de fabrication que la configuration 2 et donc est préférable pour la réalisation des circuits insensibles à la polarisation. Un autre paramètre à prendre en considération est l'évolution de la biréfringence en fonction de la longueur d'onde. Cette dernière a été calculée pour la configuration 1 et est reportée sur la Fig. 65.

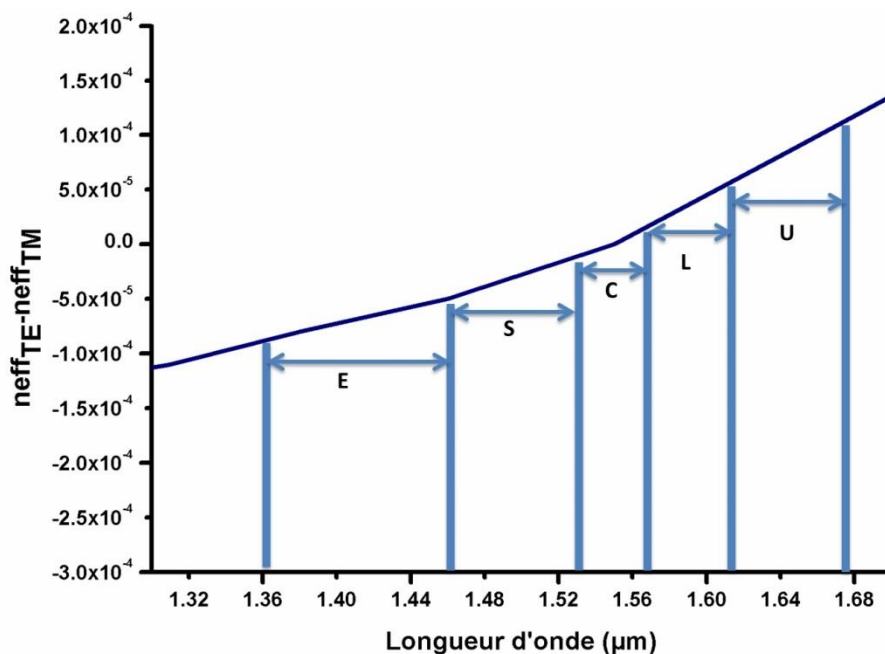


Figure 65: Evolution de la biréfringence en fonction de la longueur d'onde pour la configuration 1.

Ainsi, pour la configuration 1 la biréfringence est inférieure en valeur absolue à 1×10^{-4} pour les bandes de télécommunication S, C, L et U. De plus, pour la bande la plus utilisée pour les télécommunications i.e. la bande C, la biréfringence reste en dessous de 5×10^{-5} .

Il est à noter que la conception de certains dispositifs tels que les AWG requiert la minimisation de la biréfringence au niveau de l'indice de groupe pour les rendre insensibles à la polarisation. Ainsi, les calculs de l'indice de groupe en fonction des dimensions du guide ont également été effectués. L'indice de groupe a été évalué à partir de l'indice effectif suivant l'expression (19) et la biréfringence a été calculée et est reportée sur la Fig. 66

$$ng = n_{eff} - \lambda \frac{\partial n_{eff}}{\partial \lambda} \quad (19)$$

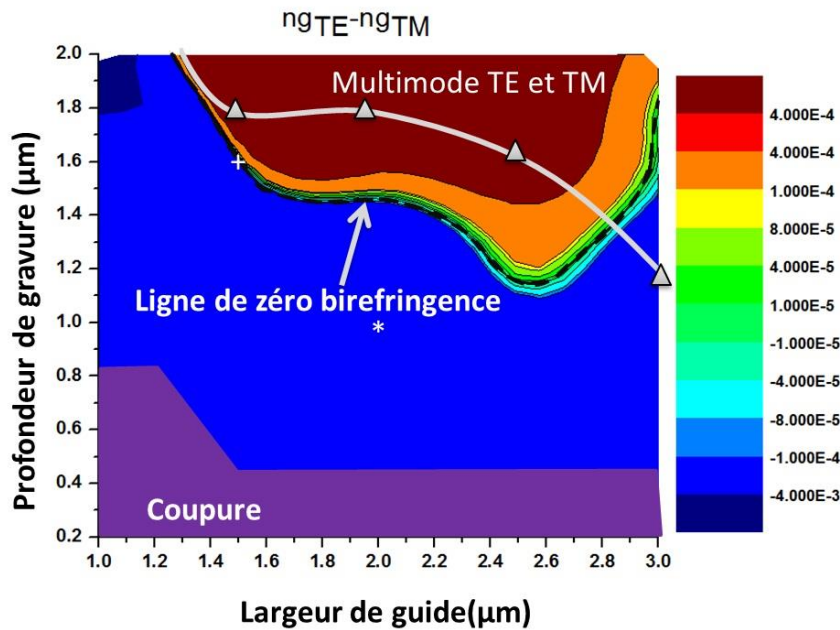


Figure 66: Cartographie de la différence d'indice de groupe (en couleur) en fonction de la largeur du guide et de la profondeur de gravure. La ligne blanche correspond à la limite entre les régions monomode et multimode. La ligne noir pointillée correspond à une biréfringence nulle. * position de la configuration 1, + position de la configuration 2.

Comme le montrent les positions des configurations 1 et 2, les configurations qui minimisent la biréfringence en termes d'indice effectif ne sont pas celles qui minimisent l'écart des indices de groupe entre les modes TE et TM. En effet, même en utilisant la configuration 2 qui est la plus proche de la ligne de zéro biréfringence, les modes TE et TM seront déphasés de π après 7 mm de propagation dans le guide. Par conséquent, une géométrie différente doit être envisagée pour minimiser l'écart des indices de groupe. Typiquement un guide d'onde large de $2 \mu\text{m}$ doit être gravé de $1.45 \mu\text{m}$. Les profondeurs de gravure différentes peuvent être utilisées au sein d'une même plateforme photonique, par conséquent une configuration adéquate sera choisie en fonction du composant souhaité pour obtenir un fonctionnement insensible à la polarisation.

Suivant cette analyse, un MMI insensible à la polarisation a été conçu pour obtenir par la suite un MZI insensible à la polarisation. Le guide d'entrée est un guide de configuration 1 : largeur de $2\ \mu\text{m}$, profondeur de $0.98\ \mu\text{m}$. L'ensemble de la structure optimisée est illustré par la Fig. 67 (a), les intensités des champs électriques en TE et en TM sont reportées sur la Fig. 67(b) et (c) respectivement. La structure représentée assure une transmission de 92% pour les deux polarisations. Un MZI symétrique utilisant ces MMI sera insensible à la polarisation. Pour rendre un interféromètre asymétrique insensible à la polarisation il est possible d'adapter la largeur des guides dans les parties courbées de façon à minimiser le déphasage entre les spectres en TE et en TM.

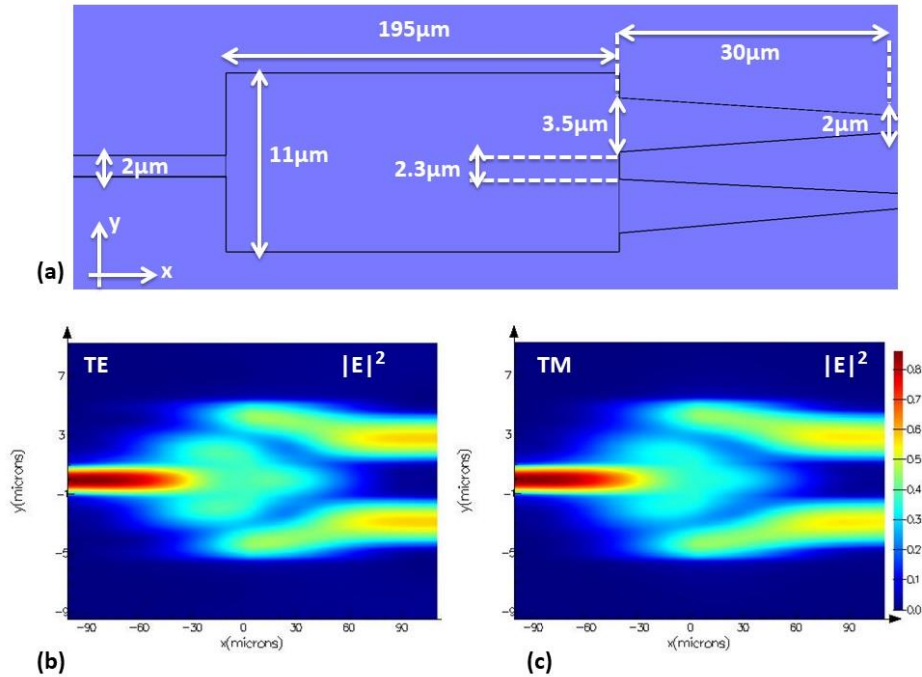


Figure 67: MMI insensible à la polarisation (a) vue schématique, (b) intensité du champ électrique en polarisation TE, (c) intensité du champ électrique en polarisation TM.

Cette première étude montre le potentiel de la plateforme $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riche en Ge pour la réalisation de composants optiques passifs insensibles à la polarisation.

3. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté l'étude de phénomène d'électroréfraction dans une structure à puits quantiques couplés Ge/SiGe. Les étapes de fabrication et de caractérisation ont été détaillées. Pour la première fois un effet d'électroréfraction géant a été mis en évidence. Une variation d'indice effectif de 2.3×10^{-3} sous une tension de seulement 1.5V a été démontrée.

Pour pouvoir par la suite exploiter l'effet démontré il était nécessaire de développer les structures passives à base de guides d'ondes $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riches en Ge tels que les virages et les MZI. En plus de la conception, ces structures ont nécessité un développement d'un nouveau

procédé technologique qui a été détaillé dans le chapitre. Pour la première fois des virages compacts et des MZI asymétriques avec un taux d'extinction supérieur à 10 dB ont été démontrés en utilisant les guides $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Enfin, une étude a été réalisée pour rendre les circuits passifs insensibles à la polarisation. Ainsi, les guides et les MMI insensibles à la polarisation ont été conçus.

Après ces démonstrations, le prochain objectif est le développement d'un modulateur à électroréfraction à base de puits quantiques Ge/SiGe intégré sur la plateforme $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riche en Ge.

Chapitre IV : Modulateur Mach Zehnder utilisant l'électroréfraction par ESCQ dans les structures à puits quantiques Ge/SiGe

Dans ce chapitre sont abordés la conception, la fabrication et la caractérisation d'un modulateur Mach Zehnder utilisant l'ESCQ dans une structure à puits quantiques Ge/SiGe. Ce modulateur est formé d'une région active à base de puits quantiques Ge/SiGe où l'effet d'électroréfraction a été démontré, qui est intégré dans un interféromètre. Le couplage de la lumière des guides passifs vers la région active est un point crucial qui est détaillé dans la première partie, avec notamment une étude de l'influence des paramètres géométriques sur l'efficacité de couplage. Dans la deuxième partie du chapitre, l'enchaînement technologique qui a été mis au point pour la fabrication du dispositif est présenté. Enfin, dans la dernière partie du chapitre les résultats expérimentaux préliminaires sont présentés et analysés. On verra notamment que dans cette première génération de composants il n'est pour l'instant pas possible de distinguer clairement l'effet d'électroréfraction d'un éventuel effet thermique. Cependant les pistes d'amélioration sont mises en évidence, permettant la fabrication d'une seconde génération de composants actuellement en cours.

1. Conception du modulateur Mach Zehnder

1.1. Principe général d'un modulateur Mach Zehnder utilisant l'ESCQ dans les puits quantiques Ge/SiGe

Le modulateur MZI utilisant l'ESCQ est basé sur: une région active à puits quantiques Ge/SiGe intégrée dans une structure interférométrique (Fig.68(a)). Un MZI asymétrique à base de guides $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riches en Ge (similaire à celui présenté au Chapitre III) sera utilisé dans cette étude. Des guides faiblement gravés seront utilisés dans les guides droits (Fig. 68(b)) et des guides fortement gravés seront utilisés pour les virages (Fig. 68(c)). La couche guidante servira de substrat virtuel pour la croissance des puits quantiques, Fig. 68(d). La région active du modulateur, comme le montre la vue en 3D de la Fig. 68(e), sera constituée d'une diode PIN avec la région intrinsèque étant constituée des puits quantiques Ge/SiGe. La transition entre le guide d'onde d'entrée ou de sortie et la région active est assurée via des coupleurs linéaires. Le dispositif fonctionne en polarisation TE et exploite la transition $c\Gamma_1$ -HH1. Une tension appliquée en inverse sur la diode provoquera une modulation du coefficient d'absorption, cette variation s'accompagnera d'une variation de l'indice de réfraction dans la structure (Chapitre III). La variation de l'indice de réfraction dans la région active induit un déphasage dans l'un des bras de l'interféromètre. Par conséquent, un décalage des interférences sera observé sur le spectre de transmission. Le modulateur envisagé est un défi

technologique notamment à cause de la topologie. En effet, des régions avec des profondeurs de gravures différentes seront utilisées : Fig. 68(b), (c), (e) ce qui impose le développement d'un procédé technologique dédié qui sera détaillé par la suite.

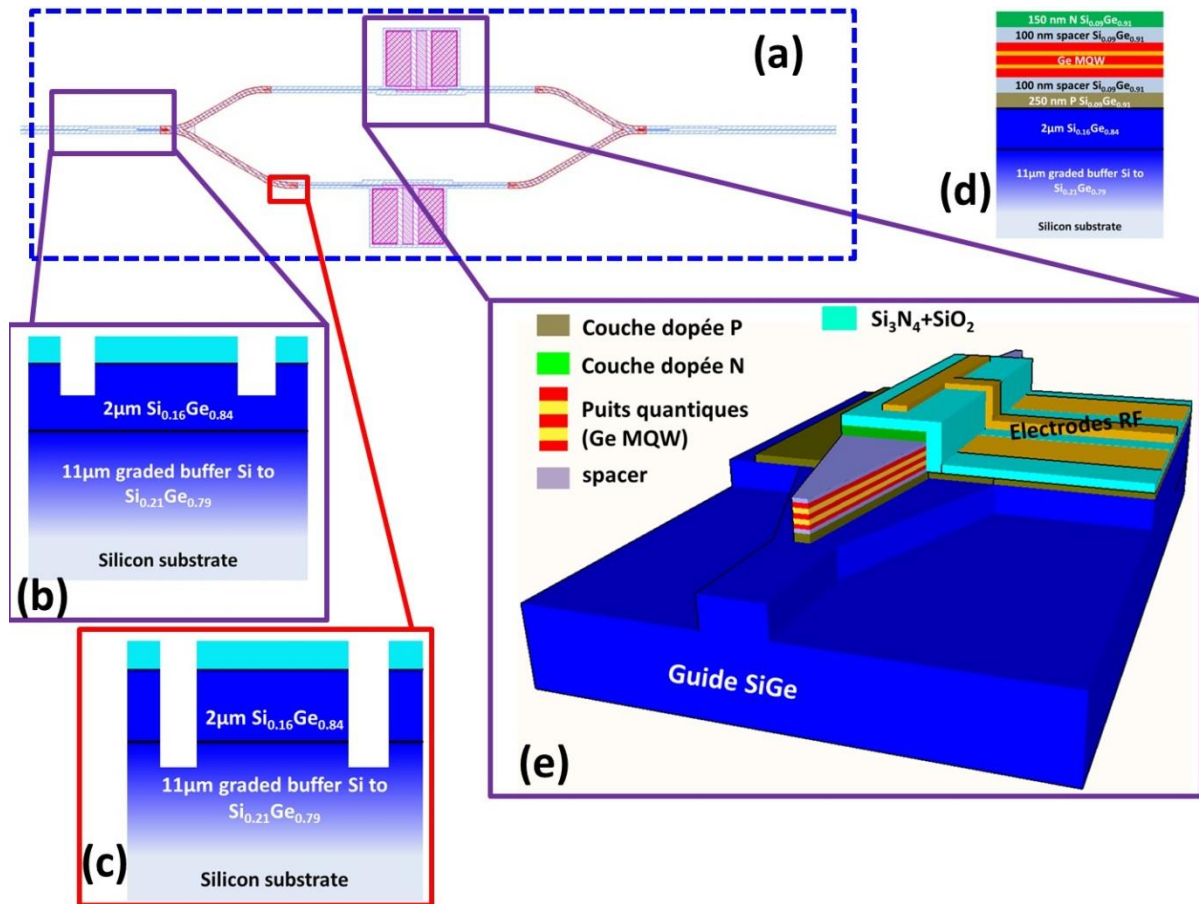


Figure 68: Modulateur MZI à électroréfraction par ESCQ (a) vue globale, (b) vue en coupe du guide d'onde (régions droites), (c) vue en coupe du guide d'onde dans le virage, (d) vue schématique de l'empilement épitaxial, (e) vue en 3D de la région active du modulateur.

La conception du modulateur est complexe, plusieurs facteurs doivent être pris en considération :

- pour la partie passive les guides d'onde doivent être monomodes et les MMI doivent être conçus pour travailler au plus près du bord de bande d'absorption (correspondant à la région spectrale où l'effet d'électro-réfraction est le plus grand)
- le coupleur assurant la transition entre le guide $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ et la région à puits quantiques doit être conçu de façon à minimiser les pertes et la taille du composant
- la structure doit prendre en considération les limites et les variations technologiques
- il est nécessaire de tenir compte de l'inhomogénéité éventuelle de la structure épitaxiée, notamment l'épaisseur des couches qui n'est pas parfaitement homogène sur le substrat. Ce

point est plus complexe à gérer lors de l'intégration de la région active avec les guides d'onde passifs que lors de la démonstration des composants individuels.

1.2. Choix de la région active et du guide d'onde passif

Pour une première démonstration d'un modulateur à électroréfraction intégré nous avons choisi de travailler sur une structure à puits quantiques non couplés, qui a permis de démontrer une variation de l'indice de réfraction de 1.3×10^{-3} . L'effet d'électro-réfraction est moins grand que dans les structures à puits quantiques couplés, cependant par nature, cet effet est beaucoup moins sensible aux variations de la croissance épitaxiale. Il est à noter qu'un travail approfondi sur le contrôle de l'épaisseur de la barrière de couplage pour les puits couplés a été menée en parallèle au sein de L-NESS, dans le but de réaliser par la suite des modulateurs MZI exploitant l'effet d'électroréfraction géant dans les structures à puits quantiques couplés.

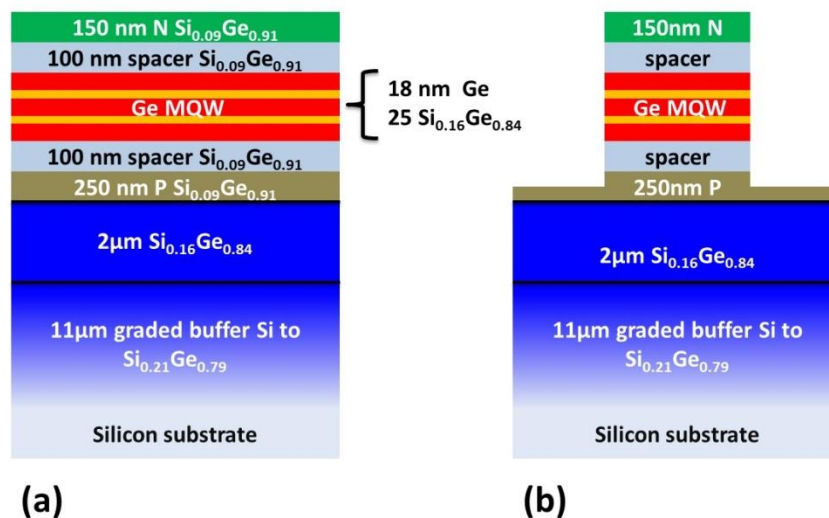


Figure 69: (a) Structure épitaxiale utilisée pour la réalisation du modulateur à électroréfraction, (b) vue en coupe du guide d'onde dans la région active.

La structure utilisée pour cette étude est reportée sur la Fig. 69(a) et la vue en coupe de la région active est donnée dans la Fig. 69(b).

- L'épaisseur de la région dopée P a été choisie égale à 250 nm. Cette épaisseur idéalement doit être la plus petite possible: le recouvrement de mode optique avec la couche P est source de pertes. Cependant lors de la fabrication il est nécessaire de graver l'empilement pour réaliser la prise de contact électrique sur la région dopée P. Nous avons déterminé qu'il était difficile de contrôler l'uniformité de la gravure lorsque cette dernière est en dessous de 100 nm. Par conséquent 250 nm de couche P permettent de graver de façon contrôlée 100-125 nm dans la couche P pour prendre le contact avec une faible résistance d'accès, Fig. 69(b)

- Le buffer graduel et la couche $\text{Si}_{0.16}\text{Ge}_{0.84}$ servent à la fois de substrat virtuel pour la croissance des puits quantiques et de guide d'onde lorsque l'empilement supérieur est gravé. L'épaisseur et la composition de ces couches ainsi que la composition de la région active ont été choisies en se basant sur les résultats obtenus lors de la première démonstration d'un modulateur à électroabsorption intégré sur la plateforme $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ [51].

1.3. Couplage entre la région active et les guides passifs

Le coupleur entre le guide $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riche en Ge (guide passif) et la région des puits quantiques (région active) est un élément critique du modulateur. Le choix de la nature, de la forme et de la taille du coupleur vont avoir un impact direct sur les performances du composant, en termes de pertes d'insertion et de taux d'extinction. A titre de comparaison, on peut s'intéresser à ce qui a été développé sur la plateforme SOI (largement utilisée en photonique Si), pour réaliser cette fonction. De nombreuses approches ont ainsi été développées: couplage par réseau de Bragg, coupleur directionnel, coupleur adiabatique. Le coupleur directionnel et le coupleur adiabatique sont les coupleurs compatibles avec la plateforme $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ sur buffer graduel. Un coupleur basé sur un couplage directionnel permet d'obtenir une structure très courte, en revanche son comportement avec la longueur d'onde est très limité. Par conséquent, son utilisation n'est pas envisageable. Ainsi, une stratégie utilisant un coupleur adiabatique a été adoptée pour la conception du modulateur à électroréfraction.

Le principe de fonctionnement du coupleur adiabatique est basé sur la variation de l'indice effectif des modes du guide d'onde $\text{Si}_{0.16}\text{Ge}_{0.84}$ et/ou du guide à puits quantiques Ge/SiGe le long de la direction de propagation, par variation des dimensions de l'un ou de l'autre ou des 2 guides. Le transfert de puissance d'un guide à un autre se réalise s'il y a accord de phase entre les guides.

Pour dimensionner le coupleur le calcul des indices effectifs a été réalisé pour le guide d'onde $\text{Si}_{0.16}\text{Ge}_{0.84}$ et pour le guide à puits quantiques. La profondeur de gravure du guide d'onde passif est fixée à 1 μm , ainsi un guide d'une largeur de 2 μm sera monomode et à faibles pertes de propagation [51]. La profondeur de gravure du guide à puits quantiques est fixée à 905 nm, ce qui correspond à la gravure de l'empilement jusqu'à la moitié de la couche dopée P, Fig. 69(b).

La largeur de guide $\text{Si}_{0.16}\text{Ge}_{0.84}$ varie de 2 μm jusqu'à 6 μm et la largeur du guide à puits quantiques varie de 600 nm jusqu'à 1.6 μm . Cet élargissement du guide passif et du guide à puits quantiques qui peut être vu sur la Fig. 68(e) est nécessaire d'un point de vue technologique vu qu'il rend l'alignement des structures plus aisé. L'indice effectif de chacun des 2 modes est tracé sur la Fig. 70 en fonction de la largeur : en vert pour le guide $\text{Si}_{0.16}\text{Ge}_{0.84}$ et en bleu pour le guide à puits quantiques. L'accord de phase est réalisé pour une largeur de 1.35 μm pour le guide d'onde à puits quantiques et de 5 μm pour le guide $\text{Si}_{0.16}\text{Ge}_{0.84}$. Le confinement de la lumière dans les différents guides peut être apprécié via les vues des modes du système couplé représentés sur la Fig. 71. Ainsi, lorsque le guide à puits

quantiques a une largeur de 600 nm la lumière est essentiellement confinée dans le guide $\text{Si}_{0.16}\text{Ge}_{0.84}$ (Fig. 71(a)). A l'accord de phase la lumière est répartie de façon égale entre les 2 guides (Fig. 71(b)). Enfin lorsque le guide à puits quantiques atteint une largeur de 1.6 μm la lumière est en grande partie confinée dans la région des puits (Fig. 71(c)).

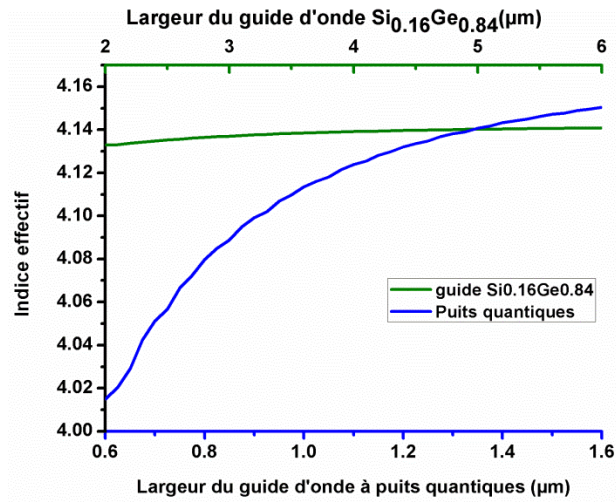


Figure 70: Indice effectif du mode du guide $\text{Si}_{0.16}\text{Ge}_{0.84}$ (courbe verte) et du guide à puits quantiques (courbe bleue) en polarisation TE.

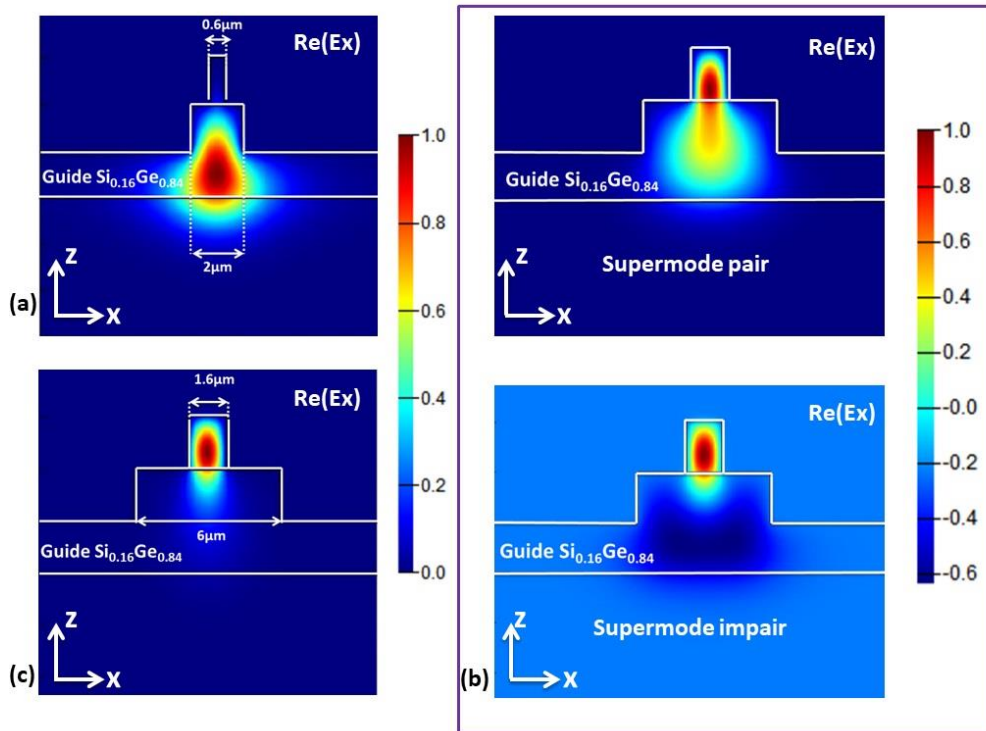


Figure 71: Modes optiques du système couplé (a) la lumière est entièrement dans le guide, (b) supermodes pair et impair à l'accord de phase, (c) la lumière est dans région des puits quantiques.

Connaissant la largeur des guides permettant l'accord de phase, le coupleur dont la vue schématique est présentée à la Fig. 72 a été simulé pour connaître les dimensions optimales

pour un couplage efficace. Ainsi la largeur du guide d'onde $\text{Si}_{0.16}\text{Ge}_{0.84}$ est fixée à 2 μm en début du coupleur et à 6 μm à la fin du coupleur. Quant au guide d'onde à puits quantiques sa largeur est fixée à 600 nm au début du coupleur tandis qu'en fin de coupleur sa largeur est variée dans la simulation entre 1.4 et 1.8 μm . Les simulations ont été effectuées avec le solveur EME de Lumerical, les indices de réfraction des différentes couches utilisés pour la simulation ainsi que leurs coefficients d'absorption respectifs sont regroupés dans le Tableau 5. La transmission vers le mode fondamental de la région à puits quantiques a été calculée en prenant en compte l'absorption de chaque couche constituant l'empilement. Les pertes en fonction de la longueur du coupleur sont reportées sur la Fig. 73 pour les différentes largeurs du guide à puits quantiques en sortie.

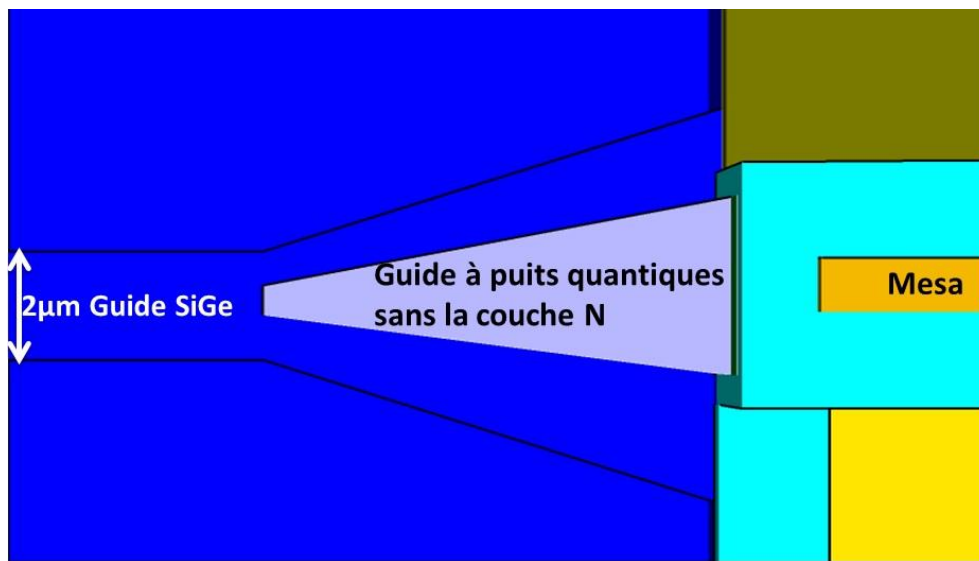


Figure 72: Vue schématique du coupleur simulé

Couche	Indice de réfraction	Coefficient d'absorption cm^{-1}
N $\text{Si}_{0.09}\text{Ge}_{0.91}$	4.2086	4
P $\text{Si}_{0.09}\text{Ge}_{0.91}$	4.2086	60
Puits quantiques $\text{Ge}/\text{Si}_{0.16}\text{Ge}_{0.84}$	4.2086	200
Guide $\text{Si}_{0.16}\text{Ge}_{0.84}$	4.1531	0

Tableau 5: Indices de réfraction et coefficients d'absorption des différents couches de l'empilement à $\lambda=1.45 \mu\text{m}$.

Pour les largeurs de 1.4-1.6 μm du guide à puits quantiques les pertes pour un coupleur de 200 μm sont inférieures à 2 dB. Ainsi, une largeur de 1.6 μm en sortie permet d'avoir des pertes de 1.12 dB pour un coupleur d'une longueur de 200 μm . Lorsque la largeur du guide à puits quantiques en sortie atteint 1.8 μm , le guide à puits quantiques devient multimode (1 mode d'ordre 2 apparaît en polarisation TE), d'où les pertes plus élevées pour ce coupleur. Ainsi, pour le coupleur adiabatique de notre modulateur une largeur de 1.6 μm terminale a été choisie. De cette façon un coupleur long de 200 μm permet de minimiser les pertes et aussi permet de rendre le coupleur plus robuste aux variations technologiques: une variation de +/-

100 nm sur la largeur du guide à puits quantiques sera tolérée sans pour autant changer drastiquement les pertes de la structure. La Fig. 74 illustre la propagation le long de la structure optimisée.

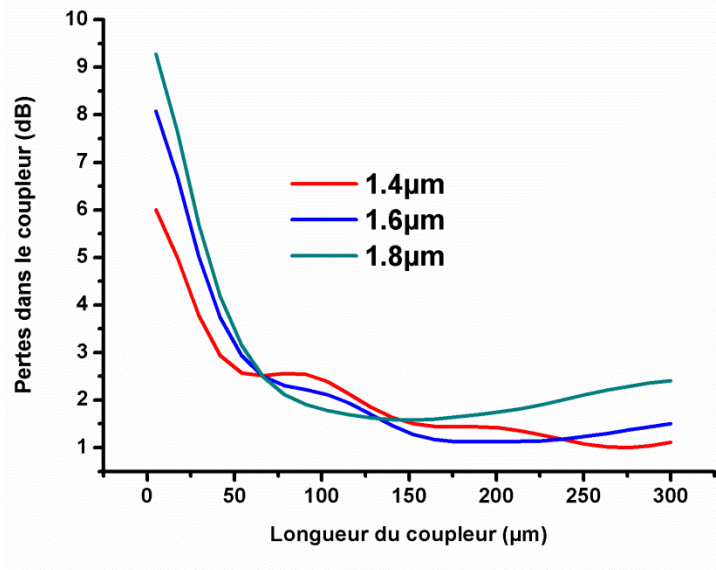


Figure 73: Pertes dans le coupleur en fonction de la longueur du coupleur pour les différentes valeurs de la largeur du guide à puits quantiques en sortie.

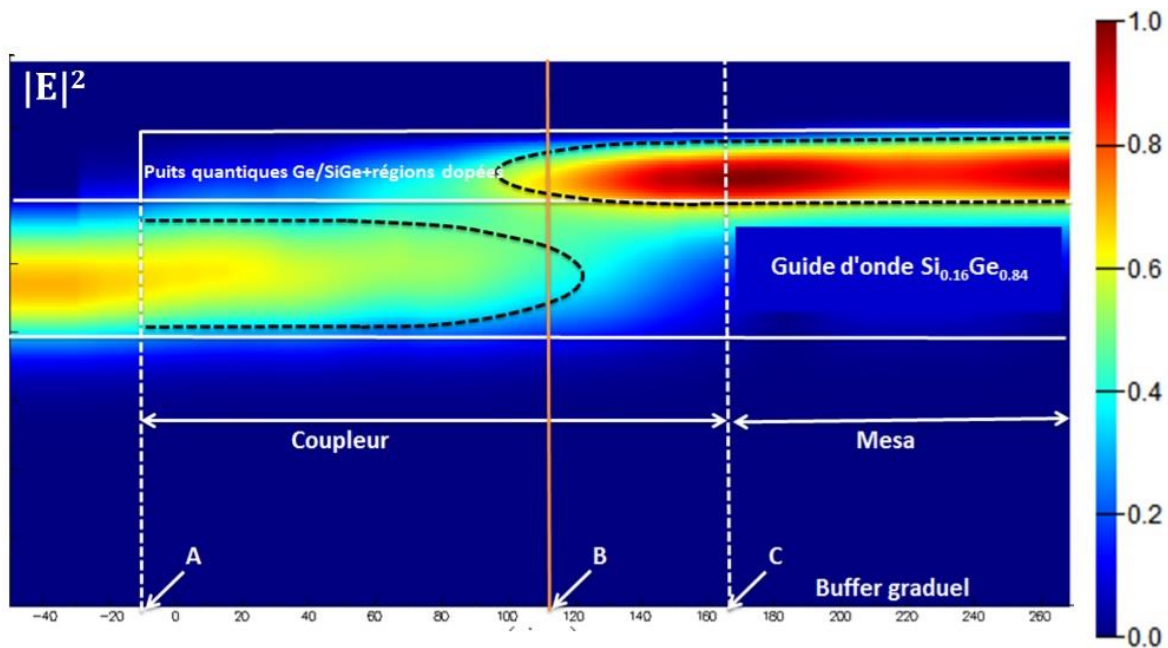


Figure 74: Propagation le long du coupleur, le plan B (ligne orange) correspond à l'accord de phase, la coupe est réalisée le long de la direction de propagation.

Au plan A la lumière est essentiellement confinée dans le guide $\text{Si}_{0.16}\text{Ge}_{0.84}$. L'accord de phase a lieu au niveau du plan B, au niveau du plan C la lumière est confinée dans la région active du modulateur.

Le couplage entre la partie active et passive étant optimisé, il est nécessaire d'avoir une structure interférométrique. Dans le cas de cette étude, le MZI avec les transitions entre les régions faiblement et fortement gravées démontré au Chapitre III peut être utilisé. Les transitions n'ont pas besoin d'adaptation. Seulement le diviseur MMI doit être réajusté pour avoir des performances optimales proches d'une longueur d'onde de 1.45 μm .

2. Fabrication des modulateurs

Dans cette partie sont détaillées les étapes technologiques pour la fabrication des modulateurs à électroréfraction. Un nouveau procédé technologique a été mis en place avec l'aide et l'expertise de X. Le Roux, ingénieur de recherche au C2N. Après des nombreux tests et optimisations j'ai réalisé l'ensemble des étapes technologiques dans la salle blanche du C2N.

La vue globale de jeu de masque est reportée sur la Fig.75. L'échantillon est réalisé entièrement en lithographie électronique, la tolérance d'alignement entre les différents niveaux est inférieure à 500 nm.

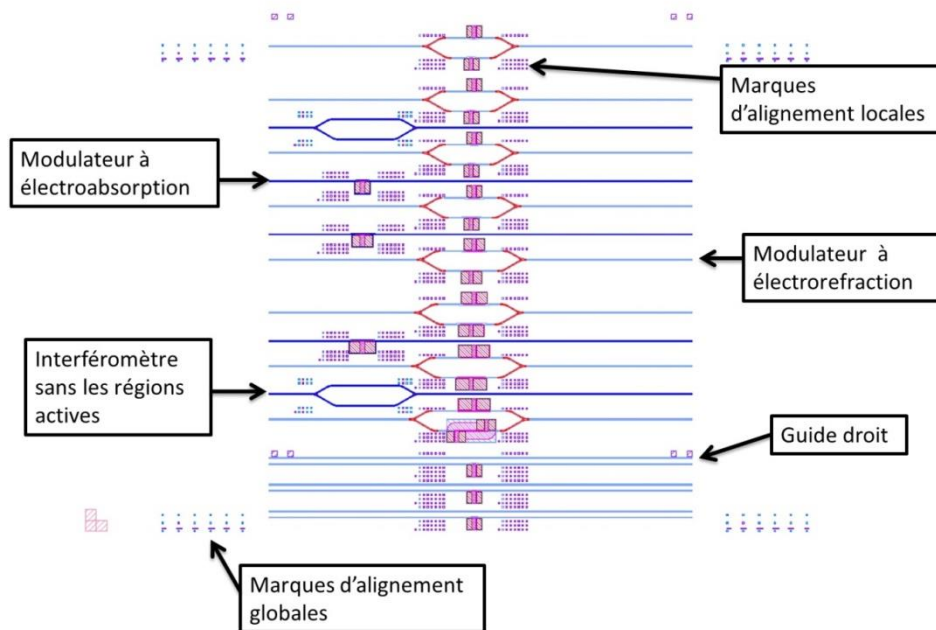


Figure 75: Jeu de masque pour la fabrication de modulateurs à électroréfraction.

L'échantillon d'une taille maximale de 2 cm^2 comporte les structures suivantes :

- les modulateurs à électro-réfraction: MZI asymétriques comportant une diode PIN à puits quantiques Ge/SiGe dans chaque bras. La longueur de la région active varie d'un modulateur à un autre. Ainsi des longueurs de régions actives suivantes sont présentes : 570, 500, 400, 300, 200, 100, 64, 50 μm ce qui devrait correspondre à des

déphasages de 180°, 158°, 126°, 95°, 63°, 32°, 20° et 16° respectivement à $\lambda=1475$ nm en se basant sur les résultats expérimentaux de la Fig. 41(a).

- les modulateurs à électroabsorption, ce sont des guides droits avec couplage et découplage dans la région active: ces structures seront présentes pour vérifier la qualité du couplage
- les MZI passifs, c'est-à-dire sans couplage vers la région active à puits quantiques : la présence de ces structures est nécessaire afin de vérifier le comportement de la partie passive du modulateur
- des guides droits pour la normalisation

Des structures additionnelles sont nécessaires à la fabrication des structures en lithographie électronique : les marques d'alignement métalliques. Deux types de marques seront présentes:

- les marques dites globales : ces marques sont nécessaires afin que le marqueur électronique puisse constituer le système de coordonnées orthonormées où l'écriture des structures sera réalisée
- les marques locales, elles sont disposées autour de chaque dispositif, 4 par niveau de lithographie, comme illustré sur la Fig. 76. Ces marques permettent d'aligner les différents niveaux les uns par rapport aux autres avec une précision inférieure à 50nm. De plus, elles permettent d'adapter localement le faisceau d'électrons au relief de l'échantillon: le marqueur prendra le plan moyen donné par le scan des marques pour ajuster la focalisation du faisceau d'électrons

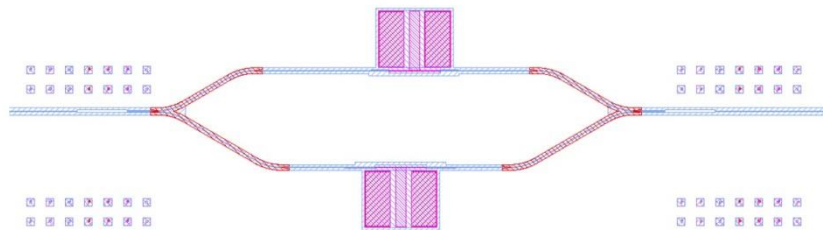


Figure 76: Marques d'alignement locales autour d'un modulateur à électroréfraction.

La fabrication nécessite 7 niveaux de lithographie électronique. Les différents niveaux et les principales étapes correspondantes sont détaillés ci-dessus.

Niveau 1 : définition des marques d'alignement

Dans un premier temps, il est nécessaire de fabriquer les marques d'alignement à la surface de l'échantillon. Ainsi, un échantillon de 2cm^2 est clivé à partir d'un wafer de 4 pouces épitaxié. Il est nettoyé 10 min dans l'acétone, puis 10 min dans l'isopropanol. Le nettoyage est effectué dans une cuve à ultrasons. Puis, la résine ZEP520 est étalée à 4000 tours/min (Fig. 77(a)) avec un recuit de 3 min à 180°C. Cette résine est une **résine positive**. La lithographie est réalisée grâce au marqueur électronique Nanobeam, Fig. 77(b). La résine est développée avec les bains successif dans développeur ZEDN50, puis dans le mélange MIBK/Isopropanol 1/3 et

isopropanol, Fig. 77(c). Un traitement avec le BHF dilué est réalisé avant le dépôt de métal pour supprimer la couche d'oxyde présente à la surface de l'échantillon. Puis 10nm de chrome (Cr) et 100nm d'or (Au) sont déposés à l'aide d'un évaporateur à canon à électron Plassys, Fig. 77(d). Le Cr est utilisé comme couche d'accroche pour pouvoir par la suite utiliser le BHF. Le Cr contrairement au titane n'est pas attaqué par le BHF. Enfin, le lift off de métal est réalisé dans un bain de 2-butanone pendant une nuit entière, Fig. 77(e). Il est à noter qu'en même temps que les marques d'alignement est réalisée la prédéfinition du contact sur la couche N : le métal est aussi mis à des endroits où seront localisées les régions actives des différents modulateurs. Le contact N est en effet prédéfini dès cette première étape ce qui permet de s'affranchir des problèmes liés à la topologie de l'échantillon et d'obtenir un contact de meilleure qualité et aux dimensions nominales.

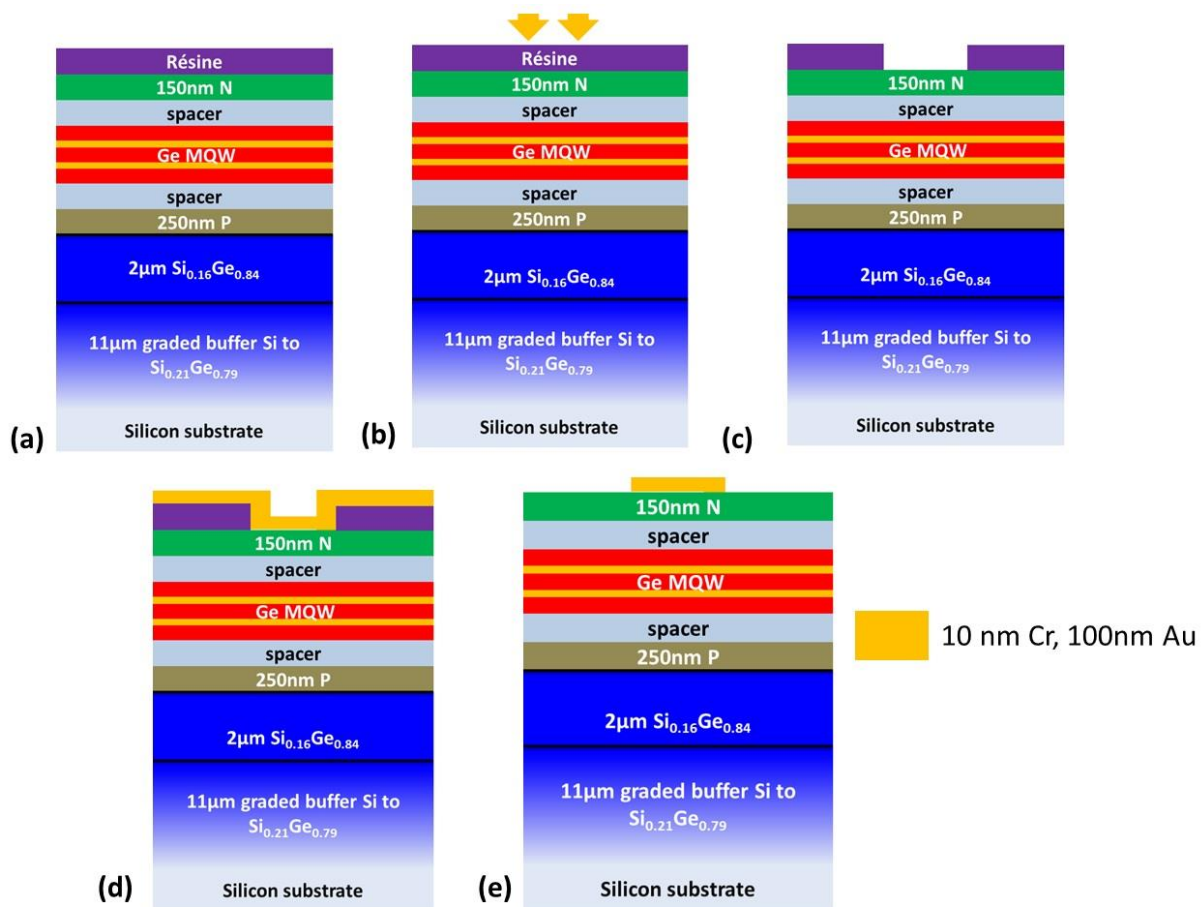


Figure 77: Niveau 1 (a) enrésinement, (b) lithographie (les flèches jaunes représentent les régions insolées par le faisceau d'électrons), (c) développement, (d) dépôt de métal (marque métallique et prédéfinition du contact supérieur simultanément), (e) lift-off.

Niveau 2 : gravure du méso

Ce niveau consiste à atteindre la couche dopée P, donc définir la zone où sera pris le contact du fond des modulateurs. A cette étape le coupleur entre la région à puits quantiques vers le guide $\text{Si}_{0.16}\text{Ge}_{0.84}$ sera défini, c'est l'une des étapes les plus critiques du procédé. Le coupleur

doit être proprement défini afin d'obtenir un modulateur fonctionnel. Pour cela, une **résine négative** HSQ sera utilisée: pour une résine négative la partie insolée par le faisceau d'électrons devient insensible au développeur et donc restera après le développement. Une double couche d'HSQ est utilisée pour tenir à la gravure de 900 nm, Fig. 78(a). Après l'insolation, la résine est développée avec AZ-Developer (Fig. 78(c)). L'échantillon est gravé à l'ICP en deux fois en contrôlant la vitesse de gravure et l'épaisseur de l'empilement épitaxial au MEB, Fig 79: la gravure est calibrée pour graver la moitié de la couche dopée P, donc environ 800-900 nm. La vue au microscope optique du coupleur et du méssa réalisés est présentée Fig. 80.

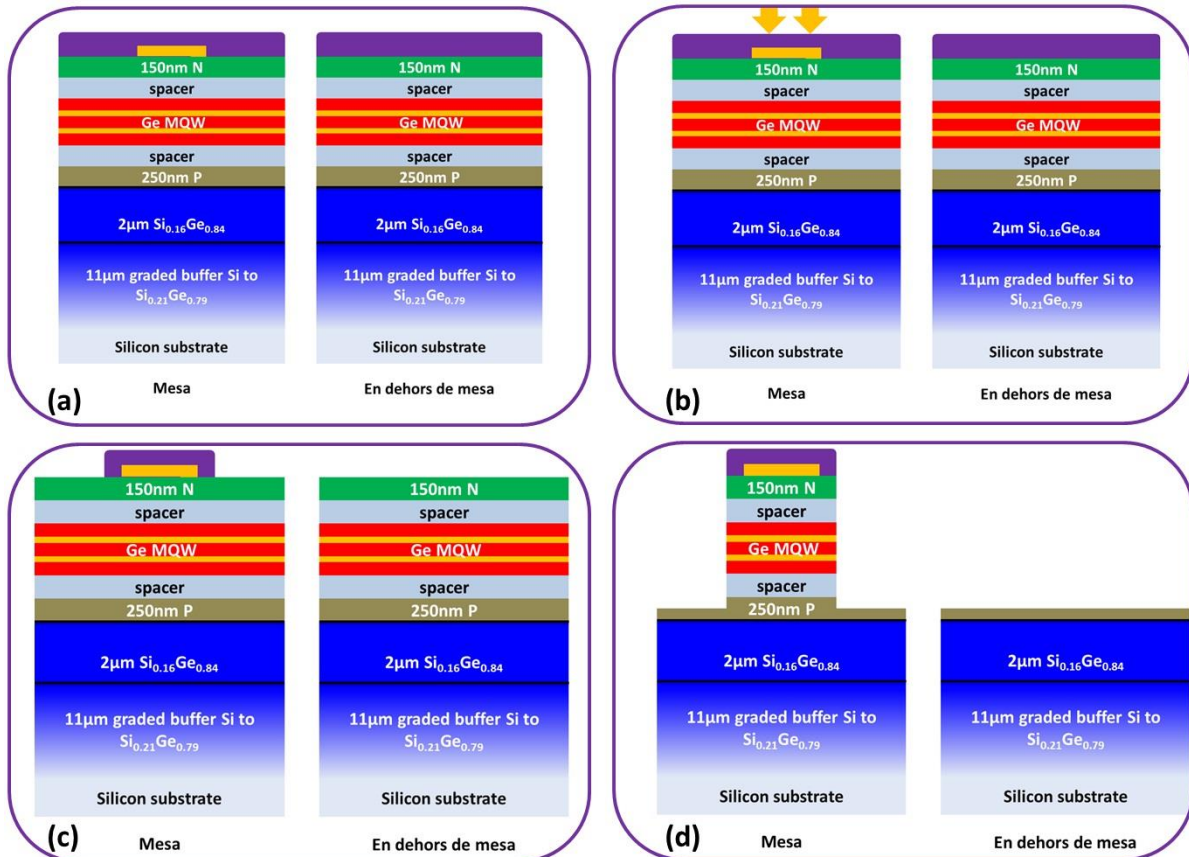


Figure 78: Niveau 2 (a) enrésinement, (b) lithographie (les flèches jaunes représentent les régions insolées par le faisceau d'électrons), (c) développement, (d) gravure.

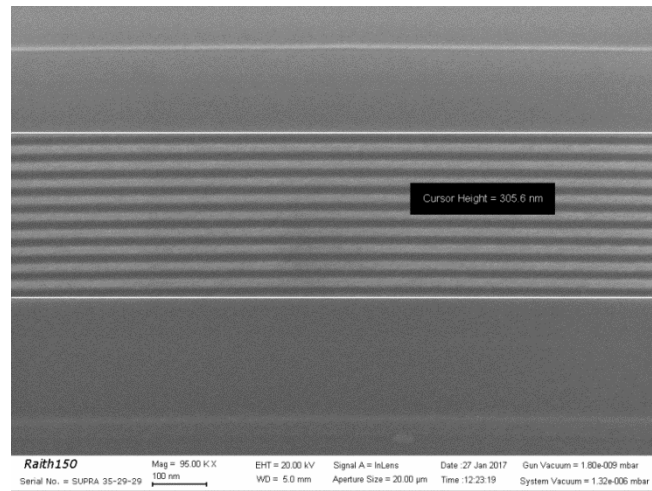


Figure 79: Vue de l'empilement épitaxial au MEB avec les puits quantiques Ge/SiGe bien visibles.

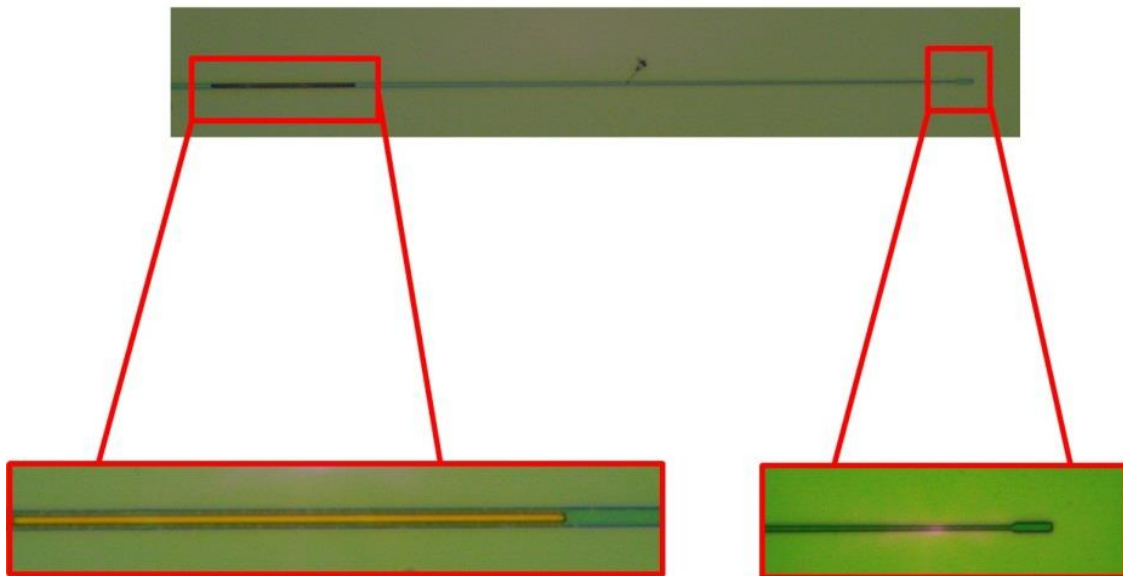


Figure 80: Vue au microscope optique de l'un des mésas, zooms réalisés sur la pointe du taper et sur le contact supérieur (en jaune).

Enfin, après l'étape de gravure, la rugosité est adoucie avec une solution de H_2O_2 .

L'utilisation de la HSQ a nécessité un développement de procédé : des nombreux tests ont été réalisés afin d'obtenir un coupleur proprement défini et avec une rugosité acceptable. La présence d'un rectangle au bout du coupleur est issue de cette étude. En effet, la définition d'un coupleur avec une double couche de HSQ est un défi technologique pour plusieurs raisons:

- à cause de la nature négative de la résine, les effets de proximité peuvent atteindre quasiment 10 microns de part et d'autre du motif défini et ces effets sont aussi responsables d'une rugosité accrue des guides. Un développement de procédé a été effectué permettant d'obtenir des guides d'ondes de faible rugosité dont la vue au MEB est présentée à la Fig. 81.

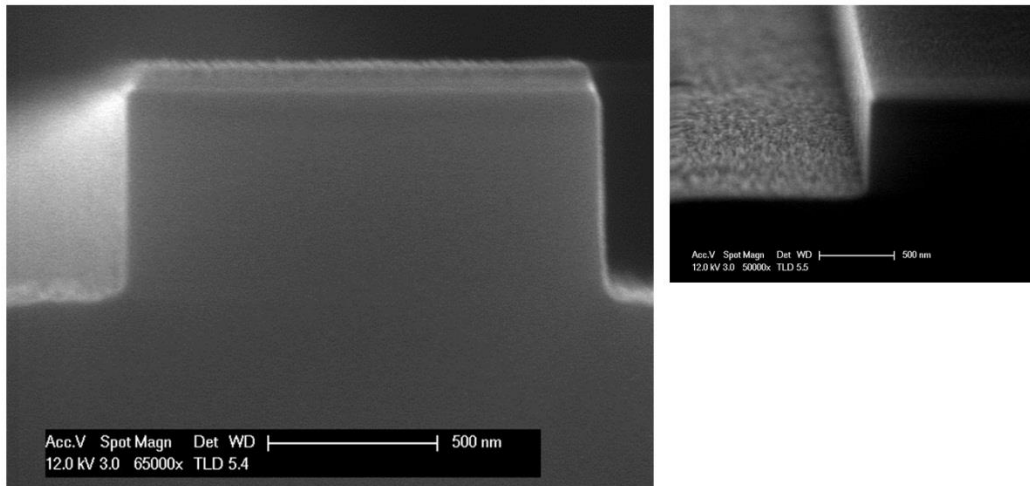


Figure 81: Guides Si_{1-x}Ge_x gravés avec un masque d'HSQ optimisé.

- la deuxième difficulté liée à l'utilisation de HSQ est la contrainte présente dans la résine. Cette contrainte est responsable par exemple de l'enroulement des coupleurs après le développement, (Fig. 82 (a)). Une des solutions pour supprimer cet effet consisterait à diminuer l'épaisseur de résine utilisée. Dans notre cas ce n'est pas envisageable, car le masque doit être suffisamment épais pour tenir à la gravure. Après plusieurs tests, j'ai proposé la stratégie présentée à la Fig. 82 (b). Il s'agit de déformer légèrement le motif insolé pour supprimer l'effet de l'enroulement. Ainsi, un motif rectangulaire a été ajouté en plus sur le taper : le motif est large de 1.6 μm et long de 6 μm . Ce motif est beaucoup trop court pour avoir un effet néfaste sur le couplage. En revanche, ce motif rectangulaire augmente la surface d'adhésion disponible pour la résine et sert de point d'ancrage : malgré la présence de la contrainte dans la résine elle n'est pas suffisante pour faire bouger la pointe du coupleur.

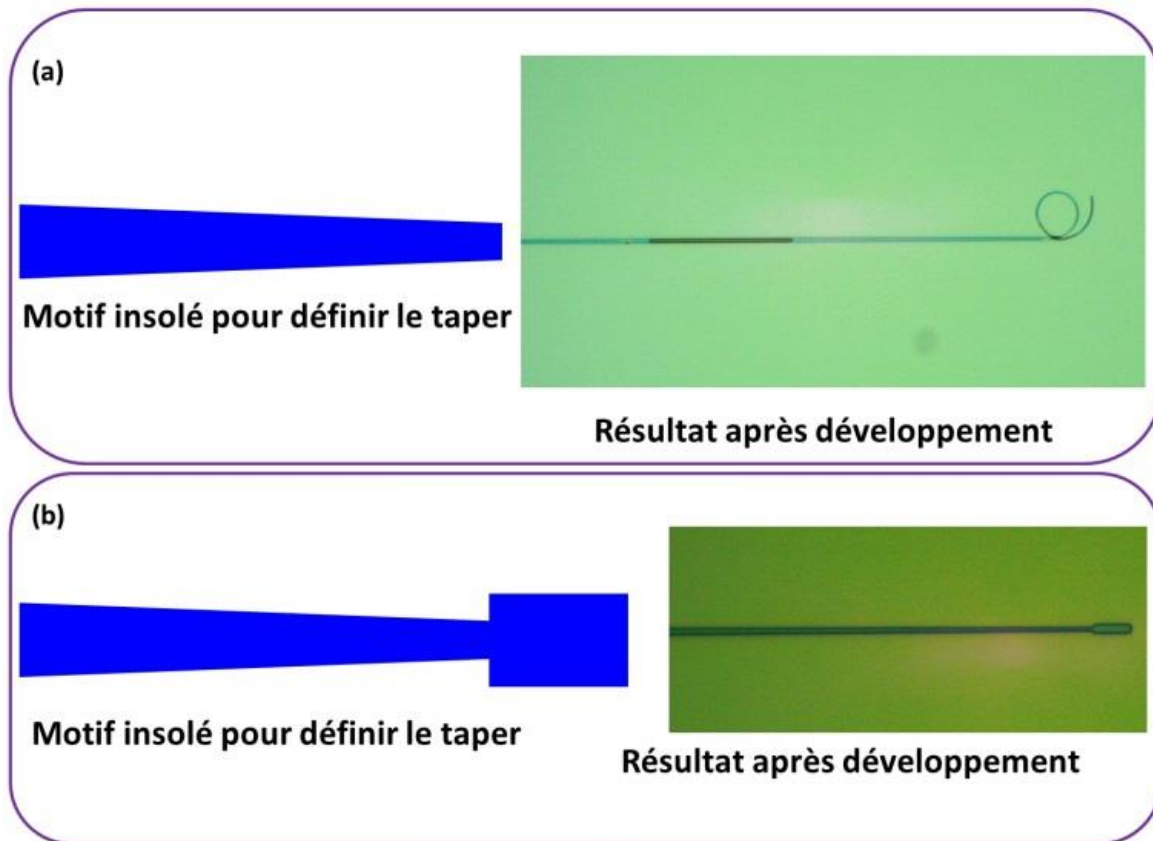


Figure 82: Optimisation de la lithographie avec HSQ pour la définition du coupleur (a) cas non optimisé, (b) optimisation qui supprime l'enroulement du coupleur.

Niveau 3 : gravure du dopage p résiduel, gravure du dopage n sur le taper

Afin de réaliser la partie passive du modulateur (guides $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, MMI) il est nécessaire d'enlever la couche P restante sur la surface de la couche guidante. De plus, cette étape est utilisée aussi pour graver la partie supérieure des coupleurs, et donc éliminer le dopage N, sur la partie haute des coupleurs. En effet, supprimer le dopage N sur les coupleurs permet à la fois de réduire la capacité totale du composant (ce qui permet d'augmenter la bande passante) mais également de réduire les pertes optiques dues à la présence de la région dopée. Une épaisseur de l'ordre de 100 nm sera gravée. Pour cette étape la résine restante de l'étape précédente est nettoyée au HF, puis une nouvelle résine, la FOX est étalée à 3000 Tours/min avec un recuit à 40° C, Fig. 83 (a). Cette résine est plus épaisse que précédemment afin de pouvoir recouvrir et protéger efficacement le méso. C'est aussi une **résine négative**. Le développeur est identique à celui de la HSQ. La gravure ICP est réalisée après l'insolation et développement (Fig. 83(c), (d), (e)). Un traitement avec H_2O_2 est réalisé après la gravure sèche.

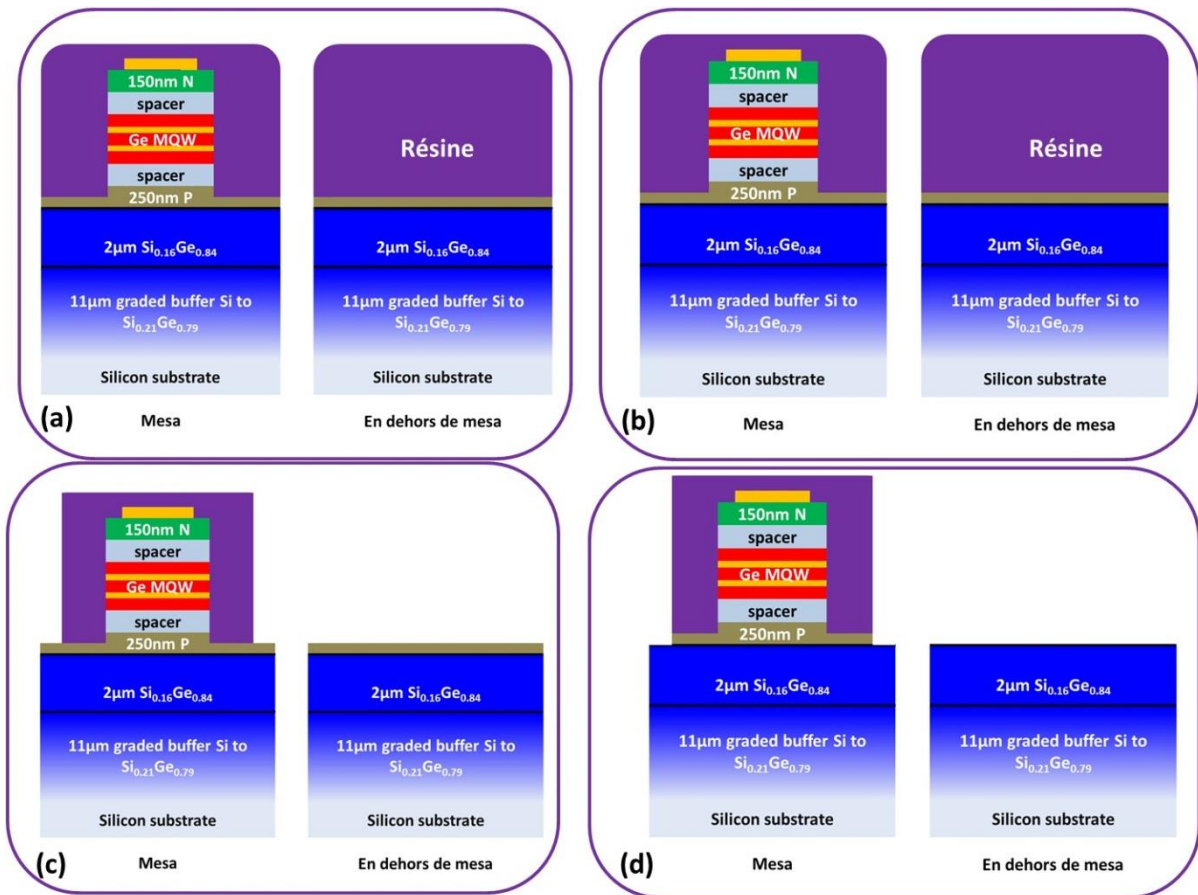


Figure 83: Niveau 3 (a) enrésinement, (b) lithographie, (les flèches jaunes représentent les régions insolées par le faisceau d'électrons), (c) développement, (d) gravure.

Le résultat de cette étape est illustré par la Fig. 84. Les structures rectangulaires sont les zones où les électrodes seront déposées par la suite. Ce sont les zones où la zone dopée P est restée protégée. Ainsi, les régions actives des modulateurs sont isolées les unes des autres, car la couche P est gravée.

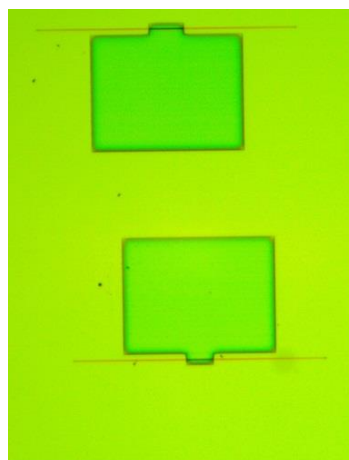


Figure 84: Gravure de la zone P, vue au microscope optique.

Niveau 4 : fabrication du masque dur et gravure des guides

Cette étape consiste à fabriquer le masque dur et les guides d'ondes faiblement gravés. Le masque dur est nécessaire puisque 2 gravures différentes vont être réalisées pour fabriquer l'interféromètre : une gravure faible d'environ 1 μm et une gravure de 2.5 μm dans les parties courbées des guides. Les deux gravures doivent être alignées entre elles ce qui implique l'utilisation d'un masque dur pour l'autoalignement (Chapitre III). Pour réaliser cette étape, d'abord, la FOX de niveau 3 est enlevée au HF. Puis, 200 nm de SiO_2 sont déposés par PECVD, Fig. 85(a). Ensuite, la résine UVIII est utilisée avec une épaisseur de 800 nm pour obtenir une couverture de méssa avec une quantité suffisante de résine. En ce qui concerne la partie sans méssa, l'épaisseur du film de résine sera proche de 800 nm. Après insolation le développement est réalisé (Fig. 85(b) et (c)). Le masque dur et les guides sont gravés à l'ICP, Fig. 85(d), l'épaisseur typique gravée est de 1 μm . Il est à noter que la gravure des guides isole encore plus les régions actives des modulateurs : s'il s'avérait qu'après le niveau 3 une couche de dopage P n'était pas entièrement enlevée à la surface des guides, cette étape de gravure des guides assure que les régions actives soient totalement isolées électriquement les unes des autres. Le traitement avec H_2O_2 est réalisé de nouveau après la gravure pour diminuer la rugosité des flancs des guides.

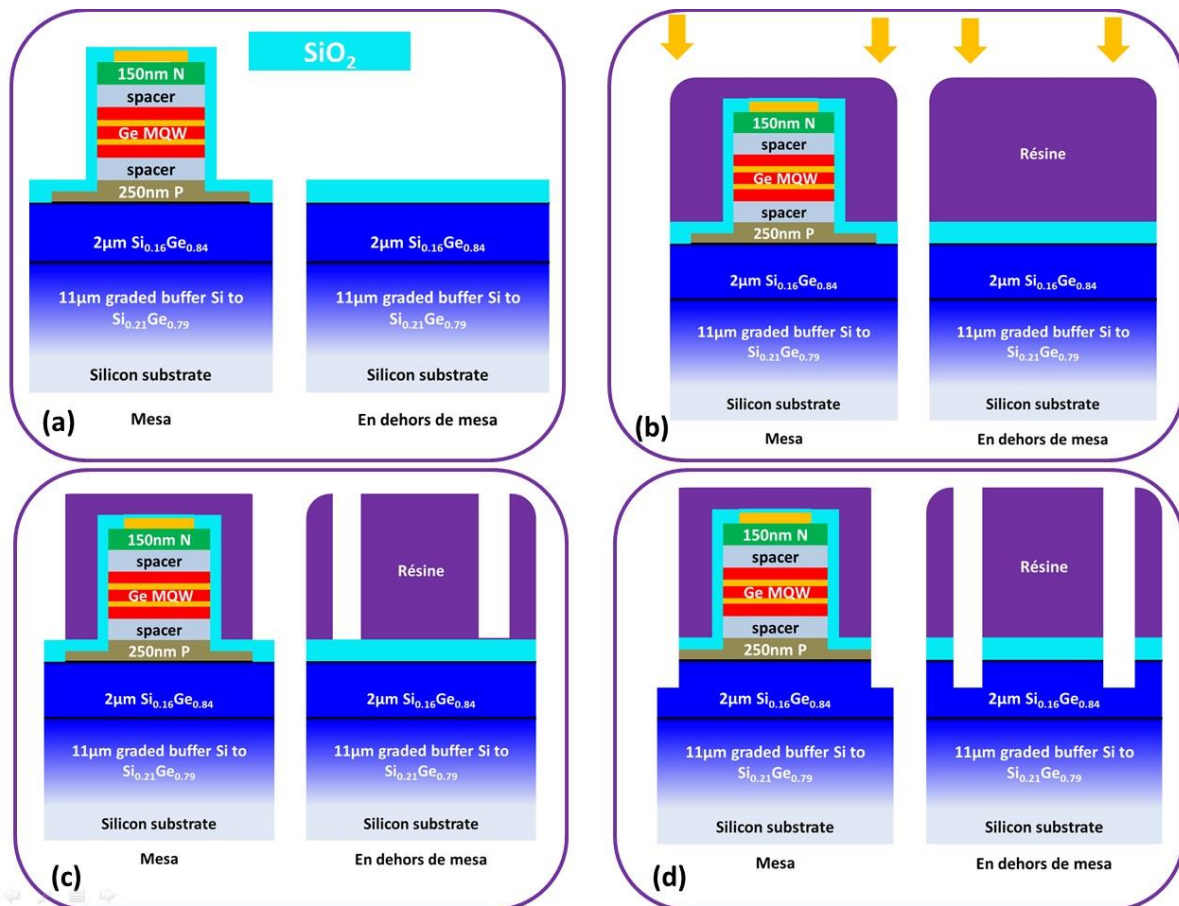


Figure 85: Niveau 4 (a) dépôt de SiO_2 , (b) enrésinement et lithographie, (les flèches jaunes représentent les régions insolées par le faisceau d'électrons) (c) développement, (d) gravure.

Niveau 5 : gravure des virages

Cette étape consiste à graver profondément les parties courbées des guides d'ondes afin d'augmenter le confinement et avoir des virages à faible pertes dans les interféromètres. La résine de l'étape précédente est nettoyée avec l'acétone et isopropanol. Pour cette étape de nouveau la résine UVIII est utilisée avec une épaisseur de 1 μm (Fig. 86(a)). Après l'insolation et développement (Fig. 86(b) et (c)), les zones où les guides sont droits sont couverts par la résine. Sur les virages il n'y a pas de résine mais le masque dur utilisé précédemment pour graver le guide est toujours présent. Les virages sont alors gravés profondément, de façon à obtenir une profondeur totale cumulée dans le virage de 2.5 μm , (Fig. 86(d)). La gravure est aussi réalisée avec le bâti ICP et un traitement H_2O_2 suit la gravure. La vue au microscope optique du résultat de la gravure est présentée sur la Fig. 87 où la vue globale et la transition entre les guides de deux gravures différentes sont présentées.

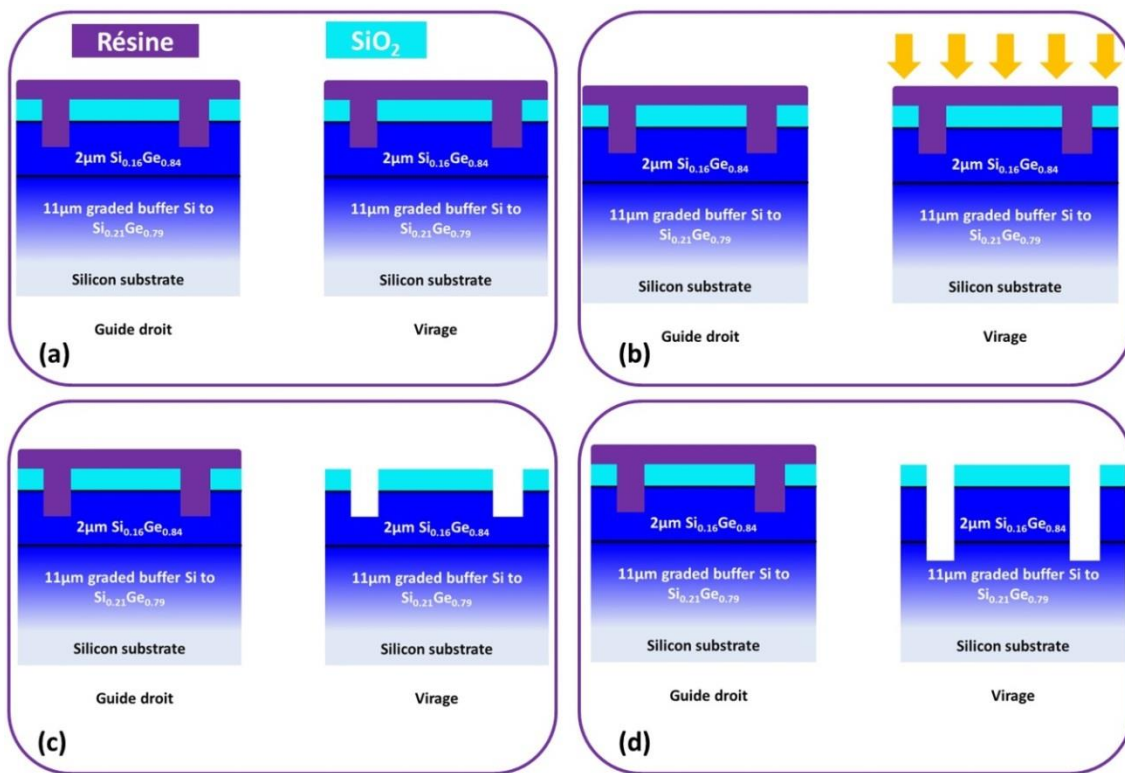


Figure 86: Niveau 5 (a) enrésinement, (b) lithographie, (les flèches jaunes représentent les régions insolées par le faisceau d'électrons) (c) développement, (d) gravure.

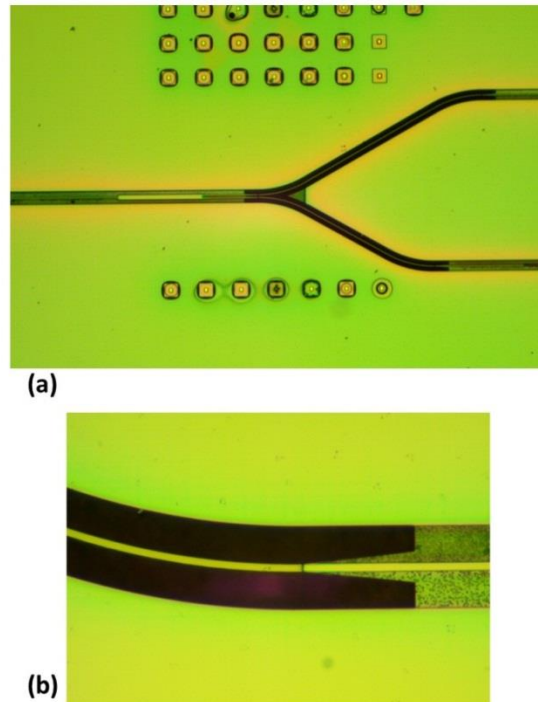


Figure 87: Gravure des virages (a) vue globale, les parties courbées (fortement gravées) sont en noir, (b) zoom sur la transition entre un guide faiblement gravé et un guide fortement gravé.

Niveau 6 : dépôt d'oxyde et ouverture des contacts

Pour pouvoir être caractérisée la structure doit avoir un contact N (contact supérieur) déporté pour mettre les sondes électriques, comme illustré sur la Fig. 68(e). On peut voir que le métal devra passer par le flanc du méso, ce qui nécessite une isolation électrique. Par conséquent il est nécessaire de déposer une couche isolante puis de réaliser des ouvertures sur les régions dopées pour la prise de contacts. La résine restante de la gravure des virages est nettoyée à l'aide de l'acétone (pendant une nuit entière) et de l'isopropanol. Ensuite la couche de Si_3N_4 d'une épaisseur de 400 nm par PECVD est déposée, Fig. 88(a). Ensuite la résine UVIII est étalée, insolée et développée (Fig. 88(b), (c), (d)). L'ouverture (Fig. 88(e)) des contacts est réalisée avec 3 gravures différentes. D'abord le Si_3N_4 avec une gravure RIE est ouvert. Il est possible de remarquer l'élargissement de la taille de l'ouverture car la gravure est isotrope : le nitrure est gravé aussi en dessous de la résine (Fig. 89). Cet élargissement doit être limité : si l'ouverture du contact est plus large que le méso ce dernier sera court-circuité à l'étape de dépôt de métal. Ensuite la gravure de SiO_2 (le masque dur restant) est d'abord réalisée avec l'ICP (gravure anisotrope) pour laisser 100 nm de SiO_2 . Les 100 nm de SiO_2 restants sont gravés avec le BHF. Cette gravure humide est nécessaire car c'est le seul moyen d'avoir une gravure sélective et de ne pas endommager la région dopée de fond. Une ouverture uniquement en ICP pourrait détruire le contact P.

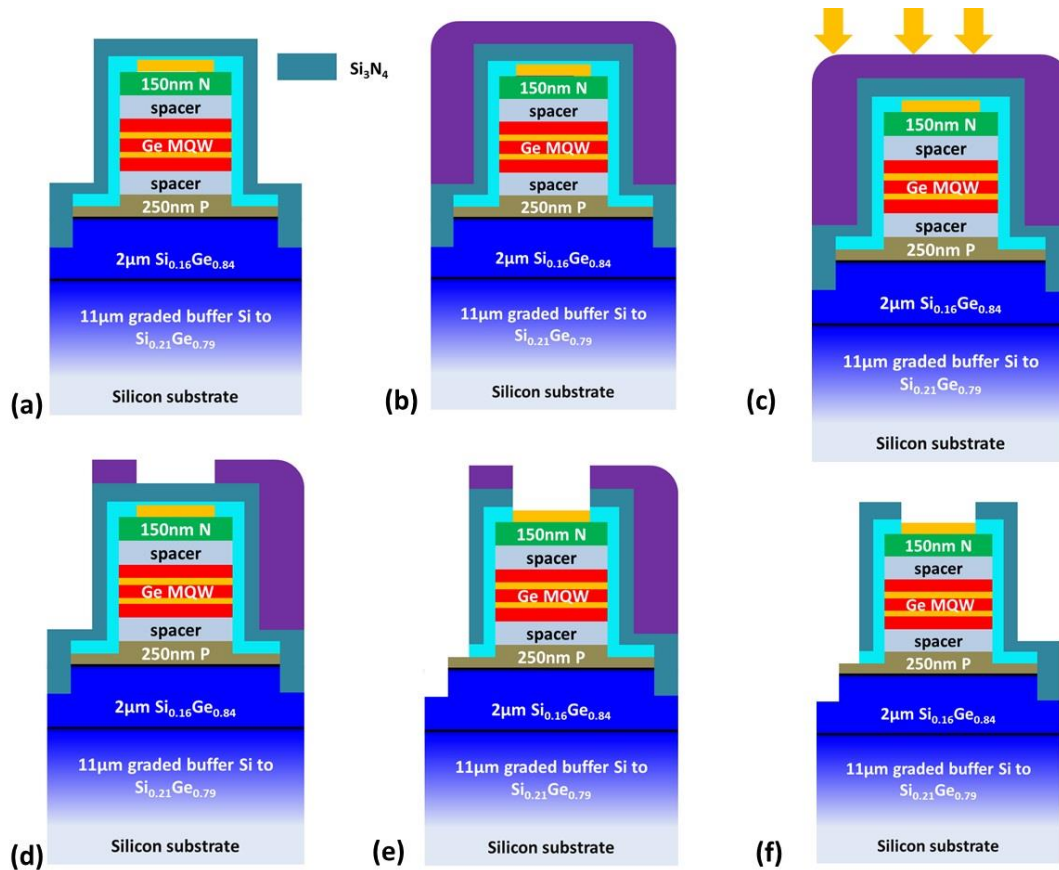


Figure 88: Dépôt de Si_3N_4 , (b) enrésinement, (c) lithographie, (d) développement, (e) gravure.

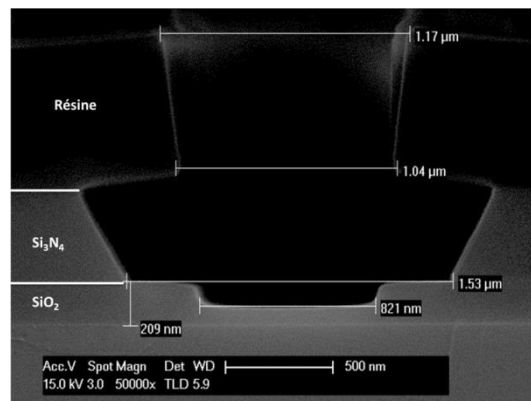


Figure 89: Ouverture des contacts: gravure RIE du Si_3N_4 et gravure ICP du SiO_2 .

Niveau 7 : dépôt de contacts

Ce dernier niveau est dédié à la fabrication des contacts électriques sur les régions actives. A cet effet, la résine SML1000 est utilisée, **une résine positive**. La résine après sont étalément a une épaisseur de 2 μm , Fig. 90(a). Une telle épaisseur est nécessaire pour réaliser efficacement le lift off de 600 nm d' Au: il est indispensable d'avoir au moins une épaisseur de résine égale à 3 fois l'épaisseur du métal. De plus étant donné les variations de la topologie de l'échantillon une épaisseur de résine d'au moins 1 μm est nécessaire pour recouvrir toutes les

structures. La résine est insolée, puis développée avec le mélange d'eau et isopropanol (Fig. 90(b) et (c)). Le fond de résine résiduel est enlevé avec MIBK. Ce fond est dû au fait que le faisceau d'électrons ne peut insoler totalement une épaisseur de résine aussi importante. Puis, 10 nm de Cr et 600 nm d' Au sont déposés avec un évaporateur à canons à électron, (Fig. 90(d)). Enfin, le lift off de métal est réalisé pendant une nuit entière dans l'acétone. La vue au microscope optique de l'échantillon après l'étape finale est reportée sur la Fig. 91.

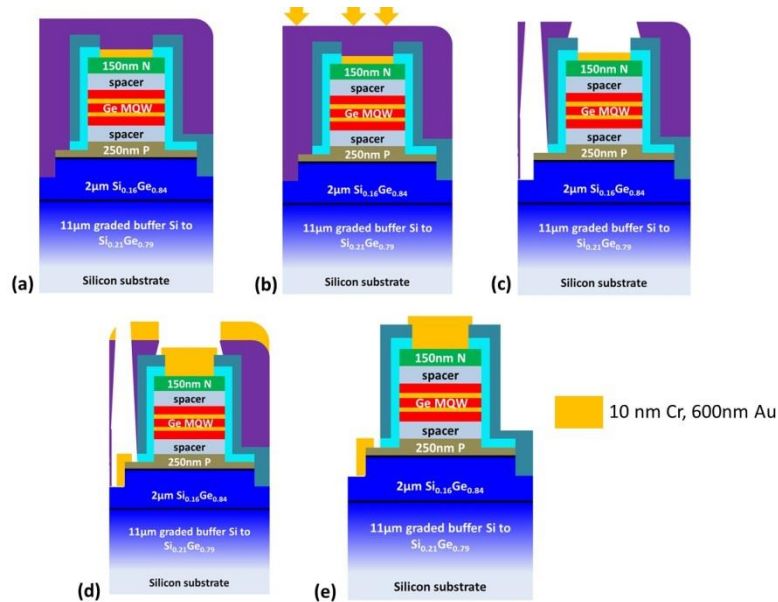


Figure 90: Niveau 7 (a) enrésinement, (b) lithographie, (c) développement, (d) dépôt de métal, (e) lift off.

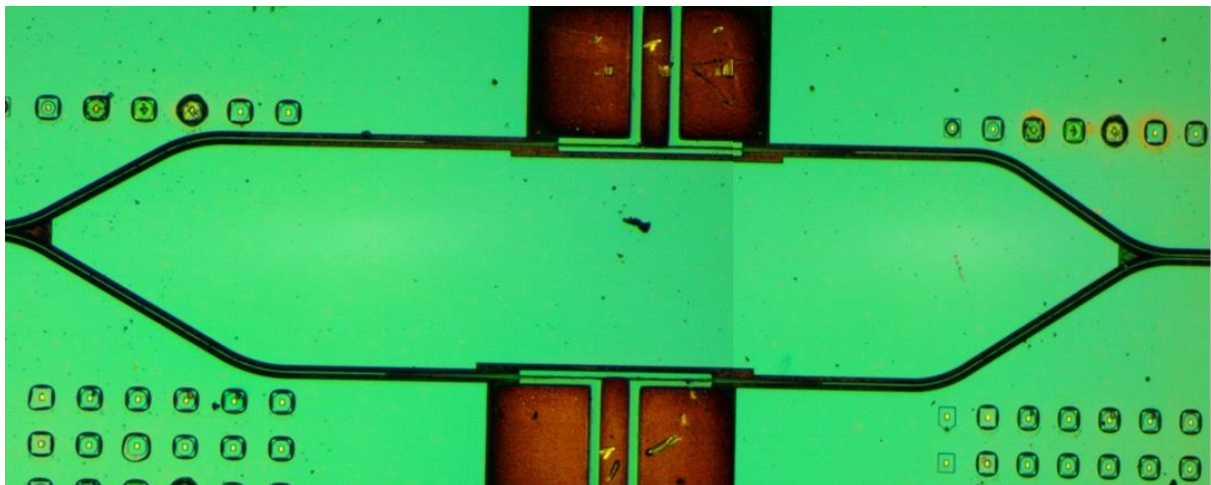


Figure 91: Vue au microscope optique de l'un des modulateurs fabriqués.

3. Caractérisations

L'échantillon a été caractérisé en utilisant un couplage entrée/sortie par la tranche de l'échantillon, comme décrit précédemment dans le Chapitre III. D'abord les interféromètres

passifs i.e. entièrement réalisés avec les guides $\text{Si}_{0.16}\text{Ge}_{0.84}$ ont été caractérisés. La transmission de l'un des interféromètres est représentée sur la Fig. 92. Les interféromètres sont fonctionnels, ils présentent un taux d'extinction supérieur à 10 dB entre 1450 et 1540 nm, la valeur de l'ISL proche de 18 nm correspond à la différence des longueurs de bras de 24 μm introduite dans le masque. Le niveau de transmission des MZI passifs anormalement bas et la décroissance du niveau haut de la transmission de 1540 à 1450 nm semblent indiquer qu'un phénomène d'absorption a lieu dans la structure. De plus les simulations numériques montrent que la transmission du MMI varie de moins de 5% entre 1400 et 1540 nm. Ainsi, la baisse du niveau de transmission lorsqu'on se rapproche des basses longueurs d'onde ne peut être attribuée qu'à l'absorption du matériau. Le spectre mesuré est aussi comparé aux simulations où la dispersion des guides et les pertes ont été prises en considération pour calculer la transmission du MZI asymétrique, (Fig. 92). Lorsque les pertes ne varient pas en fonction de la longueur d'onde, la simulation et la mesure ne concordent que par la valeur de l'ISL. Une bonne concordance entre la mesure et la simulation est obtenue lorsqu'une dépendance spectrale est introduite aux pertes. Cette mesure valide l'enchaînement technologique utilisé, tout en confirmant que la simulation permet de prédire correctement le comportement du dispositif passif.

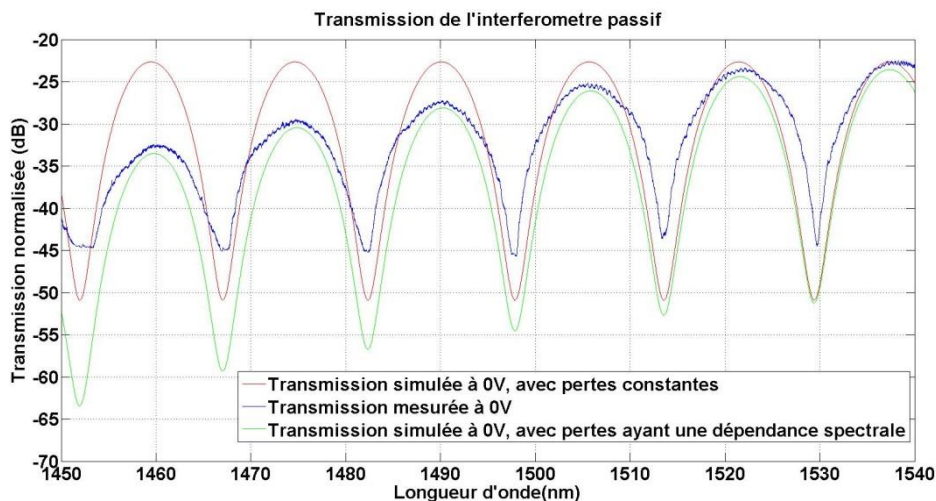


Figure 92: Transmission de l'interféromètre de Mach Zehnder passif mesurée (en bleu) et simulée (en rouge et en vert). Les transmissions sont sans les pertes de couplage.

L'absorption observée en fonction de la longueur d'onde et prise en compte dans les simulations peut avoir deux origines possibles

-soit la couche P n'a pas été totalement gravée et donc la surface du guide d'onde est recouverte par une couche dopée absorbante. Cependant, il est à noter que les guides $\text{Si}_{0.16}\text{Ge}_{0.84}$ sur buffer graduel ont plus de 98% de lumière à l'intérieur du guide. De plus l'absorption serait constante en fonction de la longueur d'onde. Ainsi, ce cas de figure est très peu probable.

-soit la couche guidante à une concentration en Ge plus élevée que 84% au quel cas, cela conduit au déplacement du bord de bande d'absorption lié à la bande interdite indirecte du

matériau formant le guide d'onde. Si ce décalage s'effectue vers les plus hautes longueurs d'ondes, on peut avoir absorption à des longueurs d'onde pour lesquelles on s'attendait à ce que le matériau soit transparent.

Pour confirmer que la variation de niveau ne vient pas des MMI, les structures passives ont été inspectées à l'aide d'une caméra infrarouge à base d'InGaAs placée au-dessus de la surface de l'échantillon. La région du MMI et du guide d'accès a été visualisée lorsque la longueur d'onde couplée dans le guide varie. Les images reportées sur la Fig. 93 correspondent aux photos prises pour les différentes longueurs d'ondes avec une puissance incidente de 5 mW et un réglage de caméra identique. Le MMI est clairement identifiable grâce au spot d'entrée et aux deux spots de sortie. Les images ne mettent pas en évidence de grandes variations au niveau du MMI : la zone inspectée est similaire pour les longueurs d'ondes balayées ce qui confirme que la baisse du niveau d'intensité sur les MZI passif ne peut venir que de l'absorption du guide d'onde.

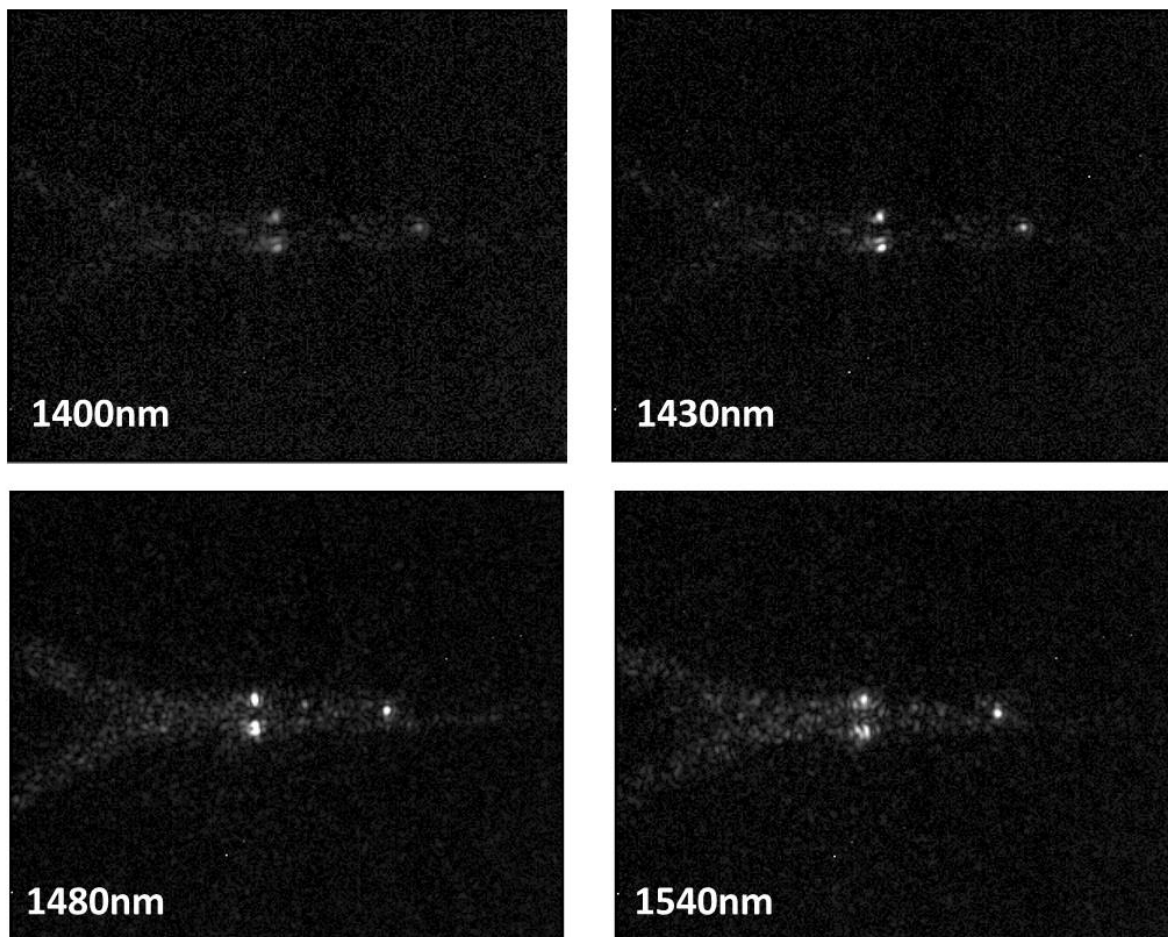


Figure 93: Images de la région du diviseur MMI prises avec la caméra infrarouge aux longueurs d'onde de 1400, 1430, 1480 et 1540 nm. Le spot lumineux à droite sur la photo correspond à l'entrée du MMI et les deux spots symétriques à gauche correspondent à la sortie du MMI.

Les structures passives ayant été caractérisées, les modulateurs à électroréfraction ont été étudiés expérimentalement par la suite. Tout d'abord, les caractéristiques courant-tension (IV)

des régions actives de chaque modulateur ont été relevées pour identifier les modulateurs ayant les meilleures diodes. Malheureusement dû à un problème d'ouverture de contact et de dépôt de métal, beaucoup de dispositifs ont finalement été court-circuités, ou présentaient des caractéristiques résistives. En effet, lorsque les contacts ont été ouverts la dernière étape d'ouverture consistait à utiliser le BHF pour ouvrir le SiO₂ restant. La vitesse de gravure du SiO₂ qui recouvre le méssa est différente entre le haut du méssa et le flanc de ce dernier à cause de la contrainte dans le film. Le SiO₂ se grave beaucoup plus vite sur le flanc. Par conséquent, la situation suivante a lieu sur un grand nombre de dispositifs: le BHF a ouvert non seulement le SiO₂ sur le haut du méssa mais aussi sur le flanc, Fig. 94(a), ce qui a laissé la possibilité au métal de se déposer sur le flanc de la diode et ainsi de la court-circuiter, Fig. 94(b).

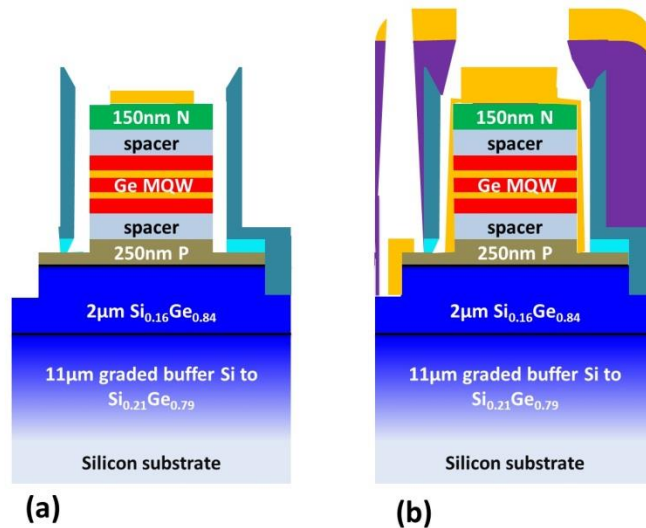


Figure 94: Problème identifié lors de la réalisation des dispositifs (a) ouverture de la silice sur le flanc, (b) dépôt du métal sur le flanc.

Pour résoudre ce problème, une étape de lithographie supplémentaire a été ajoutée au procédé de fabrication pour le futur lot. Ainsi, une étape de dépôt de métal est prévue sur le contact P avant la fabrication de la partie passive. Ce qui permettra par la suite d'ouvrir les oxydes seulement avec la gravure RIE et ICP et donc éviter d'avoir recours à l'utilisation de BHF.

Au final, à cause du problème décrit plus haut, seul 1 modulateur sur 8 avait une diode « convenable » dans l'une des 2 régions actives. La caractéristique I(V) correspondant est reportée Fig. 95. La partie directe de la diode est bien visible pour des tensions positives (nous avons limité volontairement le courant dans ce régime pour ne pas endommager plus le composant). Pour la partie inverse au-delà de -1.5 V le courant en inverse commence à être élevé (de l'ordre de 50 µA). Ce courant en inverse est anormalement élevé par rapport à ce que nous mesurons habituellement sur les diodes à puits quantiques où le courant inverse est de quelques centaines de nA. Ce courant élevé est le résultat du problème lors du dépôt de métal. Nous avons cependant pu continuer la caractérisation avec cet unique dispositif avec une région active de 64 µm.

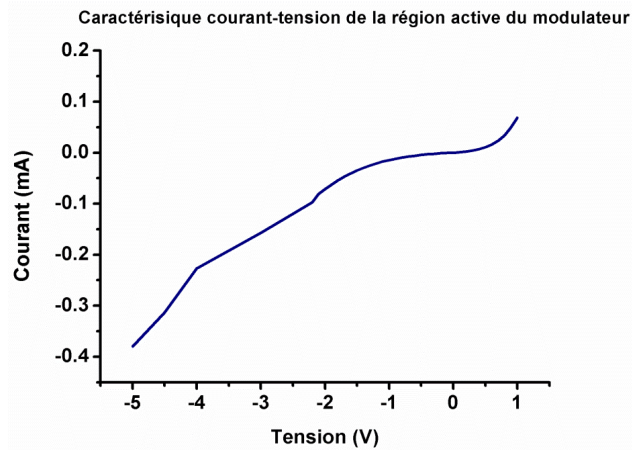


Figure 95: Caractéristique courant-tension de la région active du modulateur étudié. La longueur de la région active est de 64 μm .

La caractérisation électrique est suivie par une mesure en transmission du modulateur. Le couplage dans la structure est réalisé grâce à la maximisation du photocourant mesuré dans la diode à puits quantiques. Les spectres de transmission ont été mesurés pour les tensions en inverse comprises entre 0 et 5V. Seulement les spectres à 0 et 5V sont représentés à la Fig. 96. La courbe à 0V simulée est présente pour mieux localiser la position des résonances. La variation de l'absorption en fonction de la longueur d'onde a été prise en compte dans les spectres simulés.

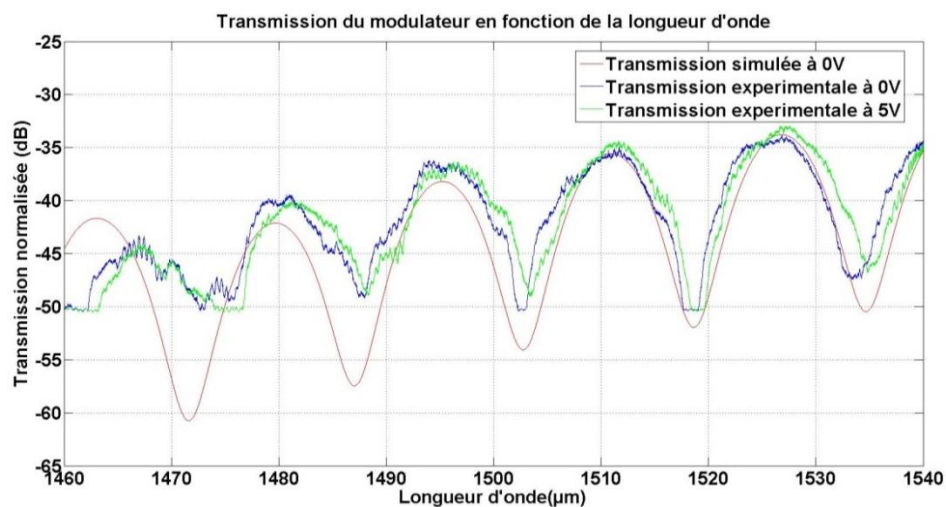


Figure 96: Transmission du modulateur, simulée à 0V (courbe rouge), mesurée à 0V (courbe bleue), mesurée à 5V appliqués en inverse (courbe verte).

Sur les mesures on constate la présence d'un décalage du spectre lorsqu'une tension en inverse est appliquée sur le dispositif. Cependant, compte tenu d'un fort courant présent en inverse (presque 0.4 mA) une partie de ce décalage peut être dû à une variation d'indice de réfraction par échauffement du composant.

La variation d'indice par effet thermique et par ESCQ ont des comportements différents qui devraient permettre en théorie de les dissocier. Alors qu'un effet thermique devrait être

constant en fonction de la longueur d'onde, l'électroréfraction par ESCQ est plus important lorsqu'on se rapproche du bord de bande de la structure. Or l'augmentation des pertes dans les guides passifs lorsque la longueur d'onde diminue empêche de faire une mesure précise du décalage en longueur d'onde des minimums de transmission du MZI pour les basses longueurs d'onde. A l'heure actuelle il semble donc impossible sur cette mesure de dissocier une contribution thermique de la contribution due à l'ESCQ.

Pour vérifier que les ordres de grandeurs des décalages en longueur d'onde mesurés sont compatibles avec l'ESCQ, le comportement du dispositif a été simulé en prenant en compte la variation du coefficient quadratique électro-optique [52]. La dispersion des guides et le recouvrement entre le mode optique et la région des puits quantiques sont également pris en compte. Les transmissions théoriques pour des tensions de 0 et 5 V sont reportées Fig. 97. On constate qu'en raison de la faible longueur de région active de l'unique composant opérationnel (64 μm), les variations d'indice qui peuvent être espérées conduisent à des décalages faibles des spectres de transmission. Ces décalages sont cependant compatibles avec les variations mesurées expérimentalement. En conclusion pour observer une modulation notable, des structures avec des régions actives plus longues, entre 300 et 600 μm sont nécessaires. Ces structures étaient présentes dans la puce fabriquée mais ne sont pas exploitables: les diodes des régions actives sont affectées par le problème de d'ouverture des contacts. Ainsi, il n'est pas possible de distinguer dans le décalage observé expérimentalement quelle est la contribution thermique et quelle est la contribution de l'ESCQ.

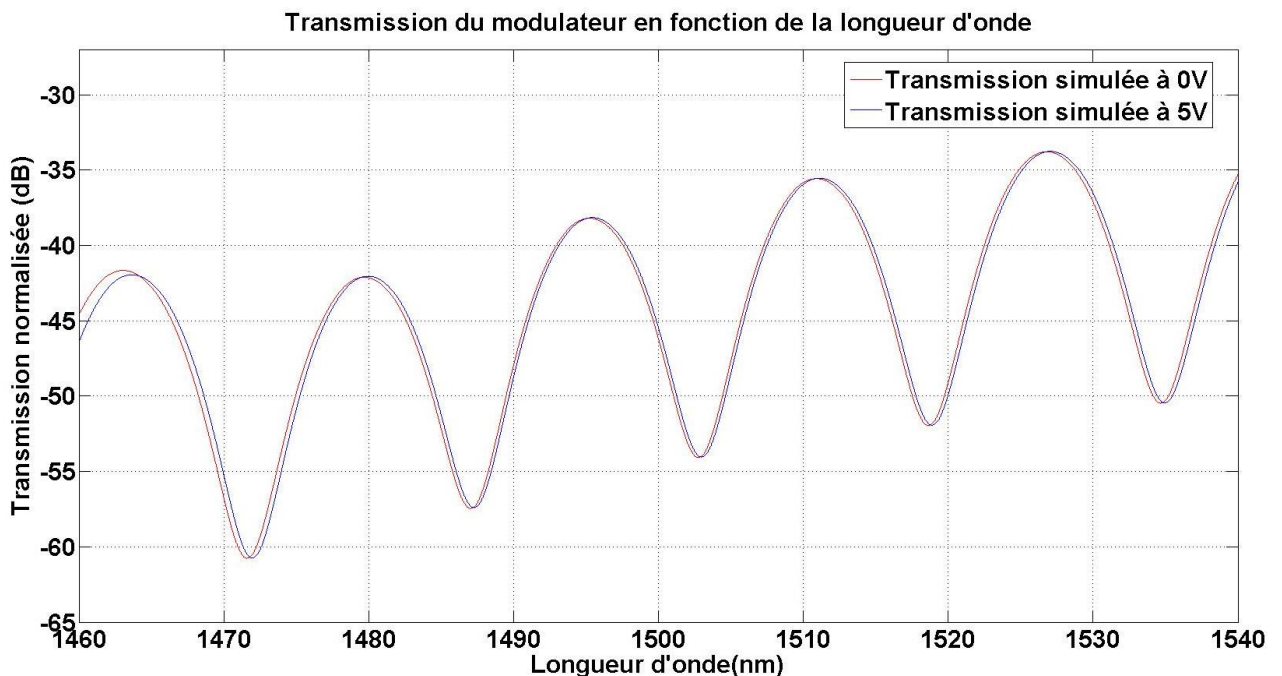


Figure 97: Spectres de transmission du modulateur simulés à l'aide des mesures expérimentales du coefficient quadratique électro-optique issu de [52].

4. Conclusion

Dans ce chapitre la conception d'un modulateur MZ intégré utilisant l'électroréfraction par ESCQ dans les structures à puits quantiques Ge/SiGe a été détaillée. Le point clef de la conception est le coupleur entre la partie passive constitué de guide d'onde $\text{Si}_{0.16}\text{Ge}_{0.84}$ et les puits quantiques Ge/SiGe de la partie active. Compte tenu de la tolérance d'alignement entre les différentes parties du dispositif la lithographie électronique a été choisie pour la fabrication du modulateur.

Le modulateur conçu a nécessité un effort de développement technologique conséquent. Un nouveau procédé basé sur l'utilisation d'une résine négative HSQ a été mis en place. Une stratégie a été élaborée pour empêcher l'enroulement des coupleurs sous l'effet de la contrainte dans la résine par le biais de l'ajout des structures rectangulaires à la pointe des coupleurs. Le procédé de fabrication final optimisé est constitué de 7 niveaux de lithographie électronique, et il a été utilisé pour fabriquer la première génération de modulateurs. Les premières caractérisations ont permis de valider le schéma d'intégration et notamment le couplage entre la région passive (guide $\text{Si}_{0.16}\text{Ge}_{0.84}$) et la région active (puits quantiques Ge/SiGe). Malheureusement le seul modulateur qui a au final pu être testé électro-optiquement a une région active courte, ce qui n'a pas permis de démontrer une modulation efficace. Des régions actives de longueurs comprises entre 300 et 600 μm sont nécessaires, ces modulateurs n'ont pas pu être testés à cause d'un problème de fabrication. Ce dernier identifié, il s'agit d'une gravure non contrôlée par le BHF de SiO_2 sur le flanc du méso. Le problème a été résolu grâce à l'ajout d'une étape supplémentaire de dépôt de métal sur le contact P et la suppression du traitement avec le BHF. Pour la fabrication des nouveaux dispositifs qui est en cours, seules les gravures RIE et ICP seront utilisées pour ouvrir les oxydes.

Chapitre V : Plateforme SiGe à forte concentration en Ge pour le moyen infrarouge

1. Introduction

Le moyen infrarouge (MIR) est une région regroupant les longueurs d'ondes comprises entre 2 et 20 μm . Cette région est d'un grand intérêt applicatif pour des nombreux domaines où l'identification des espèces chimiques est nécessaire: environnement, agriculture, sécurité, médecine, production, contrôle de la qualité alimentaire, astronomie etc. En effet, des nombreuses molécules ont leurs raies d'absorption spécifiques qui se trouvent dans le moyen infrarouge (Fig. 98). Ainsi, la spectroscopie MIR est un outil unique pour la détection de molécules. De ce fait il y a une demande croissante pour les systèmes spectroscopiques performants, compacts et portatifs opérant dans la gamme MIR.

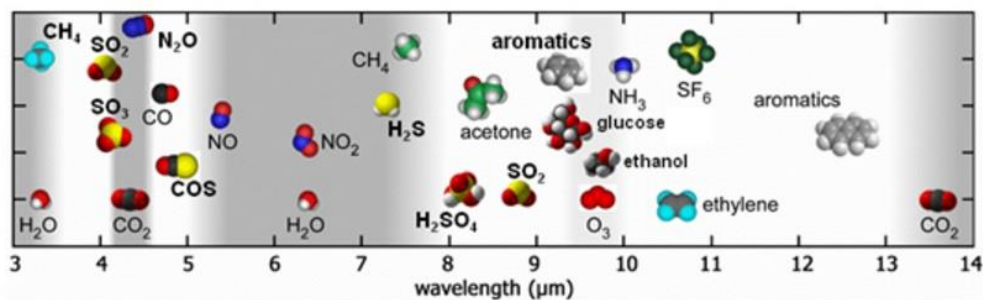


Figure 98: Représentation des positions des raies d'absorption spécifiques aux molécules dans le MIR, issue de [118].

Les systèmes actuels proposés sur le marché sont basés sur un assemblage d'éléments discrets, comme l'illustre la Fig. 99. Une telle approche conduit à des systèmes volumineux. De plus, une procédure d'alignement des éléments les uns par rapport aux autres est nécessaire.



Figure 99: spectromètre à absorption dans le moyen infrarouge basé sur une approche à éléments discrets, issu de [119].

L'utilisation des circuits intégrés optiques dans le MIR est une piste prometteuse pour obtenir des spectromètres compacts et s'affranchir des problèmes d'alignement des éléments. De plus, en utilisant le Si ou les matériaux compatibles avec le Si il est possible de tirer profit de tous les avantages de ces circuits: production de masse et composants à bas coût, miniaturisation, circuits à faible consommation.

Il est à noter que la région du MIR est aussi intéressante pour les télécommunications et le secteur militaire. En effet, l'atmosphère terrestre présente des bandes de transparence (Fig. 100) : la bande 1 comprise entre $3\mu\text{m}$ et $5\mu\text{m}$ et la bande 2 entre 8 et $13\mu\text{m}$. Ces 2 fenêtres peuvent être utilisées pour les communications en espace libre. De plus, ces régions spectrales sont très utilisées pour la détection et le guidage des missiles et pour les contre-mesures qui leur sont associées.

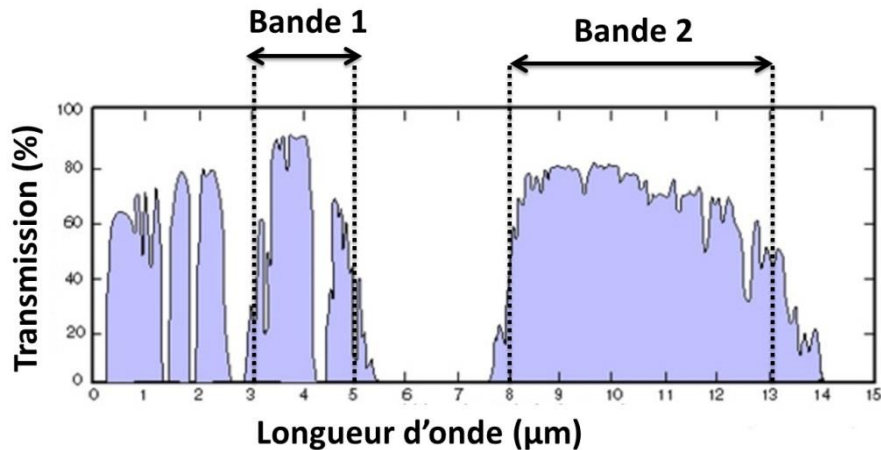


Figure 100: Spectre de transmission de l'atmosphère terrestre en fonction de la longueur d'onde, issu de [120].

L'utilisation des circuits intégrés photoniques dans le MIR est étroitement liée au choix du matériau pour leur réalisation. La plage de longueur d'onde accessible et donc les applications associées des circuits photoniques MIR dépendent de la transparence de matériau utilisé. Les fenêtres de transparence des différents matériaux utilisés en photonique silicium sont reportées sur la Fig. 101. Le Ge a la fenêtre de transparence la plus large : de 3 jusqu'à $15\mu\text{m}$. C'est la fenêtre de transparence la plus large parmi les matériaux compatibles avec le Si. Il est à noter que d'autres matériaux tels que les chalcogénures [122] ou les alliages III-V [62] ont des régions de transparence très larges aussi : typiquement les tellures peuvent atteindre des longueurs d'onde proches de $19\mu\text{m}$ et InGaAs/InP des longueurs d'onde jusqu'à $13\mu\text{m}$. En revanche, ces matériaux sont difficilement utilisables dans les fonderies actuelles. Ainsi le Ge est un candidat prometteur pour la plupart des applications dans le MIR grâce à ces propriétés d'intégration et de transparence. Des travaux ont été menés sur des guides d'onde Ge sur substrat Si [123]. Cependant ces types de guides ne permettent pas de bénéficier de la transparence du Ge jusque $15\mu\text{m}$, mais sont limités aux longueurs d'onde inférieures à $8\mu\text{m}$ à cause de l'absorption du substrat Si. Ainsi, pour adresser les longueurs d'onde supérieures à $8\mu\text{m}$ il est indispensable d'éloigner le mode optique du substrat Si qui est la source principale de pertes.

Dans ce contexte, les guides $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ sur buffer graduel épais dont la croissance est effectuée sur substrat silicium, développés jusqu'à présent dans le proche IR (chapitre III et IV), ont un fort potentiel pour le développement d'une nouvelle plateforme dans le MIR, couvrant une large bande spectrale. En effet, grâce à l'utilisation du buffer graduel le mode optique est toujours guidé par une région riche en germanium ce qui permet par la suite d'obtenir des

composants photoniques à faible pertes dans le MIR. Cette approche a été proposée lors de ma première année de thèse et j'ai donc développé les premières briques de base élémentaires, démontrant le potentiel de cette nouvelle plateforme pour le MIR.

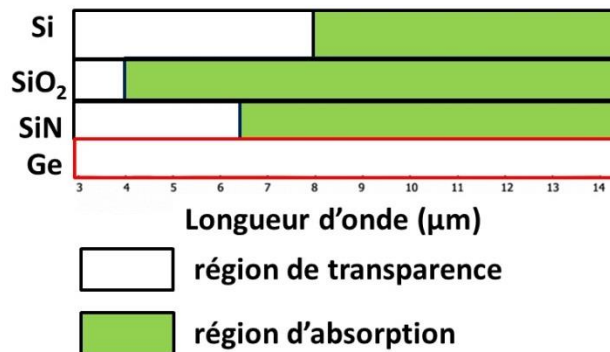


Figure 101: Régions de transparence de matériaux dans le moyen infrarouge, données issues [121].

A long terme, la plateforme photonique MIR envisagée pourrait intégrer un ensemble de fonctions comme illustré sur la Fig. 102, qui est une vue schématique d'un capteur utilisant l'interaction entre la partie évanescente de la lumière guidée et la substance à détecter. Cette interaction pourrait être renforcée par l'utilisation d'une structure résonante de type résonateur en anneau, dont le facteur de qualité est très sensible aux pertes optiques dans le guide formant l'anneau. Le principe de la mesure reposerait donc sur la mesure du facteur de qualité d'un résonateur et de son évolution en fonction de la présence de la substance à détecter. Outre la partie interaction de la lumière avec la substance à détecter, et spectromètre intégré, le circuit final intégrerait une source de lumière « large bande » de type supercontinuum alors que la détection pourrait se baser sur une conversion de fréquence de la lumière transmise du moyen vers le proche infrarouge, par exemple par mélange à 4 ondes, qui permettrait ensuite une détection « classique » par absorption interbande dans des photodiodes de type SiGe, en utilisant éventuellement le mode d'avalanche. Le développement de cette nouvelle plateforme compatible avec la photonique Si pour le MIR fait l'objet du projet ERC INsPIRE [124], qui a débuté en avril 2015.

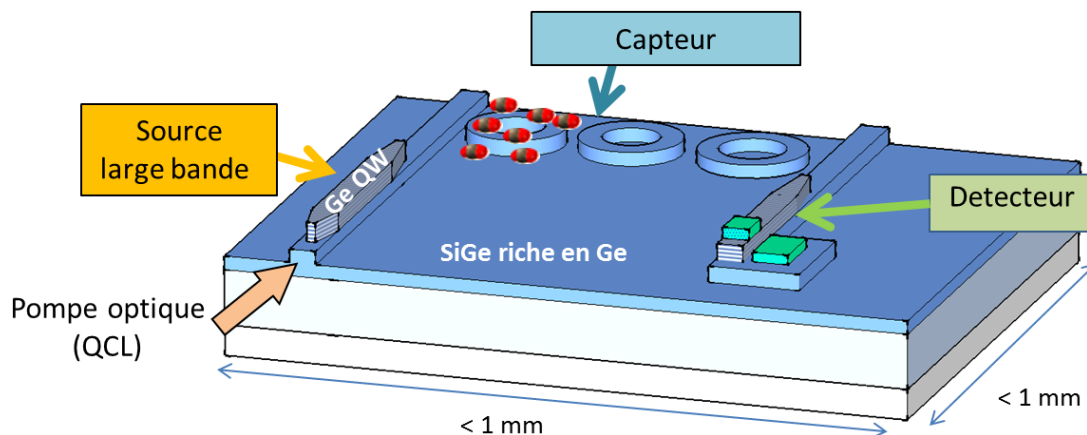


Figure 102: Système spectroscopique envisagé.

Dans ce chapitre sont reportées les premières études sur cette plateforme $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ à forte concentration en Ge sur buffer graduel. La première partie est dédiée à l'étude des circuits passifs (guide d'onde, interféromètres) pour la spectroscopie MIR. Je présenterai la conception, fabrication et caractérisation des différentes structures, mettant en évidence un fonctionnement ultra-large bande de ces structures. Ensuite les études préliminaires sur les effets non linéaires d'ordre 2 et 3 dans ces structures seront présentées, dans le but de développer par la suite les composants actifs (sources, conversion de fréquence).

2. Circuits passif $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riches en Ge pour le moyen infrarouge

2.1. Première preuve de concept : guides à faibles pertes à 4.6 μm

Nous avons vu que les guides $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ sur buffer graduel épais développés jusqu'à présent dans le proche IR ont un fort potentiel pour le développement d'une nouvelle plateforme dans le MIR. Pour évaluer la faisabilité d'une telle plateforme, nous avons tout d'abord cherché à évaluer la propagation de la lumière dans ce type de structures. Nous avons commencé par utiliser exactement le même empilement de couches que celui utilisé dans le proche infrarouge, sachant que nous avons ensuite beaucoup de latitude pour modifier les épaisseurs et concentrations de l'alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Dans ce contexte j'ai conçu et fabriqué des structures de test dans la salle blanche du C2N. Pour les premières caractérisations dans le MIR, nous avons bénéficié de l'expertise de la société MIRSENSE [125] où les dispositifs ont pu être mesurés à la longueur d'onde de 4.6 μm , par J.M. Ramirez (post doctorant au C2N) avec l'aide de Clément Gilles (doctorant chez MIRSENSE).

2.1.1 Conception

Les guides d'ondes ont été conçus pour fonctionner à une longueur d'onde de 4.6 μm qui correspond à une longueur d'onde laser disponible pour les caractérisations. L'empilement epitaxial choisi est identique à celui utilisé dans le proche infrarouge : 2 μm de $\text{Si}_{0.2}\text{Ge}_{0.8}$ sur un buffer graduel de 11 μm . La profondeur de gravure a été fixée à 1.5 μm , Fig. 103(a). Cette profondeur de gravure permet d'obtenir un bon confinement du mode optique (Fig. 103(b)) tout en limitant la rugosité des guides d'onde. Les simulations de mode optique ont été réalisées pour évaluer les régions monomodes et multimodes (Fig. 103(b)). Pour des largeurs comprises entre 2.2 μm et 6.5 μm les guides sont monomodes en polarisation TE tandis qu'en polarisation TM le fonctionnement monomode est obtenu pour des largeurs de 1 μm à 4.7 μm . En se basant sur cette étude un masque optique a été conçu pour la fabrication qui contient des guides de largeurs de 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 et 8 μm (Fig. 104). Pour chaque largeur de guide des longueurs de guide différentes existent sur le masque: 2, 3, 4, 5 et 6 mm. Les longueurs de guide différentes permettent la mesure des pertes des guides d'ondes par la méthode de cut-back.

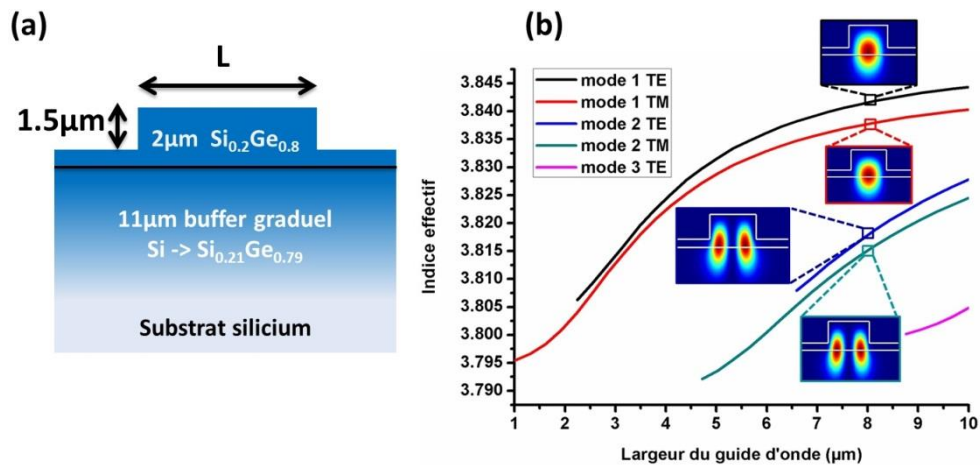
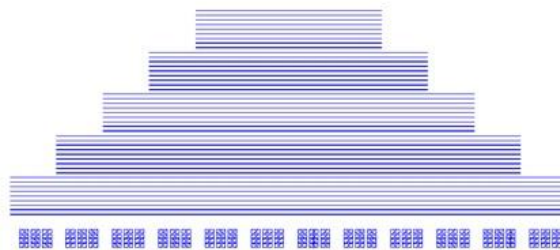


Figure 103: (a) Vue en coupe du guide avec l'empilement épitaxial, (b) Evolution de l'indice effectif en fonction de la largeur du guide d'onde pour les différents modes présents dans la structure en polarisation TE et TM.



Masque optique

Figure 104: Masque optique conçu pour l'étude des guides d'ondes Si_{1-x}Ge_x riches en Ge à une longueur d'onde 4.6 μm.

2.1.2 Fabrication

Les guides d'ondes ont été fabriqués en utilisant le même procédé de lithographie basé sur l'utilisation de l'UVIII (Chapitre III). La gravure a été réalisée dans le bâti ICP et un traitement avec H₂O₂ a été effectué pour adoucir la rugosité générée par la gravure.

Une fois les guides d'ondes fabriqués, une étape supplémentaire est nécessaire pour pouvoir caractériser les guides d'ondes la définition des facettes. La façon de former les facettes est entièrement liée au banc de caractérisation utilisé. Lorsque des objectifs sont utilisés pour coupler la lumière dans le guide et la collecter en sortie du guide, la distance facette d'entrée/objectif devra être égale à la distance de travail de l'objectif, quel que soit le guide caractérisé sur l'échantillon. Dans ce cas une découpe des guides est réalisée avec un polissage optique. Lorsque l'injection est fibrée il est plus facile de venir déplacer la fibre en face de l'entrée de chaque guide d'onde. Il est donc possible d'utiliser des guides de longueurs différentes, en utilisant une étape de gravure profonde pour former les facettes.

Dans ce cas, le procédé est identique à celui présenté dans le Chapitre II. La profondeur de la gravure est fonction des dimensions de la fibre utilisée, pour une fibre MIR elle est de $120\mu\text{m}$. La gravure profonde permet de réaliser des structures « pyramidales », Fig. 104, pour caractériser les pertes de guides d'ondes par la méthode de cut back. Un exemple d'échantillon fabriqué pour l'étude des guides MIR est représenté sur la Fig. 105 (a) et (b) où les guides sont visibles ainsi que le résultat de la gravure profonde réalisée, Fig. 105(c).

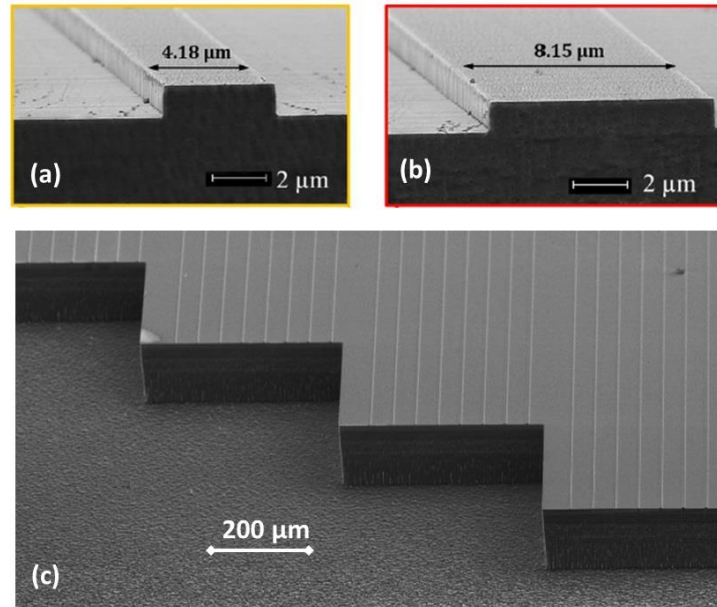


Figure 105: Vues au MEB des guides d'onde fabriqués pour les premières caractérisations dans le MIR. (a) et (b) : vue des guides d'onde de différentes largeurs, (c) : vue de la gravure profonde permettant d'approcher la fibre optique près de la facette des guides.

2.1.3 Descriptif du banc de caractérisation

Les guides d'onde ont été caractérisés sur le banc de caractérisation de la société MIRSENSE dont la vue schématique est détaillée à l'aide de la Fig. 106 (a). Un laser à cascade quantique émettant à $\lambda=4.6\mu\text{m}$ est utilisé pour cette expérience. La lumière en sortie du laser est couplée dans une fibre microstructurée chalcogénure à l'aide d'un objectif. En sortie du guide d'onde une lentille asphérique est placée. La lumière traverse un polariseur avant d'être collectée par la caméra MIR fonctionnant entre $1-6\mu\text{m}$ pour mesurer la transmission et l'aire effective des modes optiques. La transmission de la fibre microstructurée, développée par la société Selenoptics est reportée Fig. 106 (b). Elle est monomode et présente une large gamme de transparence dans le MIR. Les mesures ont été réalisées avec une puissance limitée à 0.5 mW pour éviter tout phénomène non linéaire pouvant influencer les mesures.

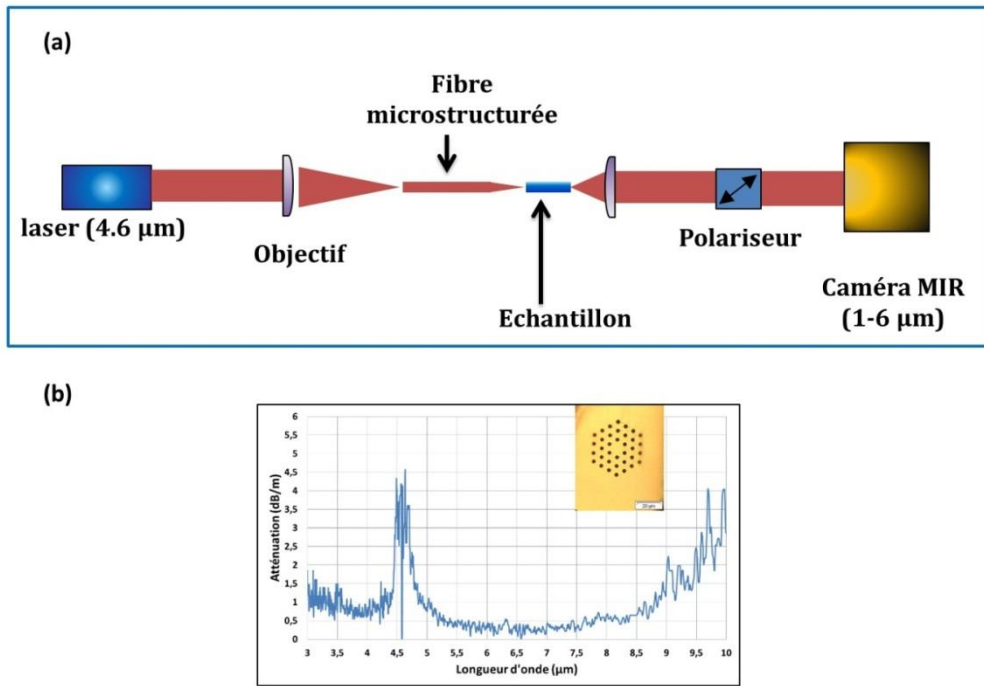


Figure 106: (a) Vue schématique du banc de caractérisation, (b) Performance de la fibre optique microstructurée en fonction de la longueur d'onde et sa vue en coupe [126].

2.1.4 Résultats expérimentaux

La transmission des guides a été mesurée pour chaque largeur de guide et pour les différentes longueurs, pour les polarisations quasi-TE et quasi-TM. Les résultats des mesures sont reportés sur les Fig. 107 et 108. Sur la Fig. 107, la transmission des guides est tracée en fonction de leur longueur. La pente des droites moyennes tracées donne accès aux pertes de propagation. Ainsi, en TE elles sont de 1.5 dB/cm, tandis qu'en TM les pertes sont légèrement plus élevées de l'ordre de 2 dB/cm. L'ordonnée à l'origine des droites permet de connaître les pertes d'insertion dans les guides d'ondes. Ces pertes varient entre 10 et 14 dB en fonction de la largeur du guide. Sur la figure 108 ont été reportées les transmissions mesurées en fonction de la largeur des guides. Au vu des longueurs des guides mesurés (inférieurs à 6mm), et des pertes de propagation (1.5 à 2 dB/cm), on peut conclure que les pertes de propagation sont négligeables devant les pertes d'insertion. Ainsi la variation de transmission avec la largeur des guides correspond à une variation des pertes d'insertion en fonction de la largeur du guide.

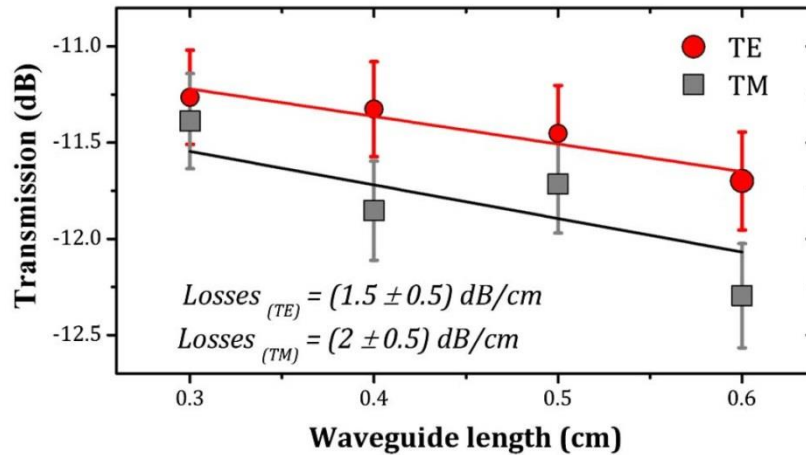


Figure 107: Transmission des guides en fonction de la longueur des guides pour la polarisation TE (cercles rouges), polarisation TM (carrés gris), pour un guide de largeur de 7 µm.

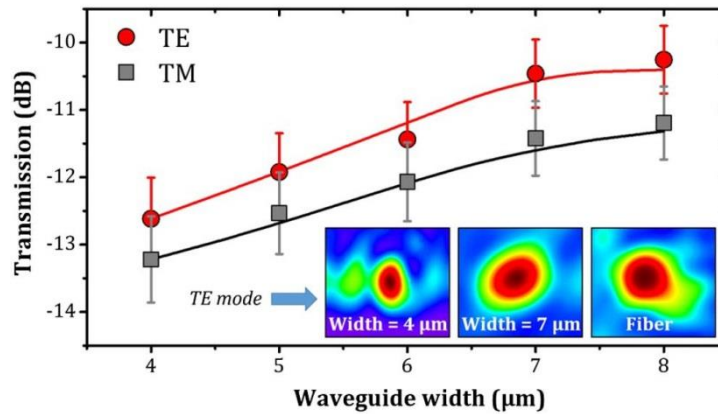


Figure 108: Transmission des guides en fonction de la largeur des guides, les pertes de couplage sont incluses

Les pertes d'insertion sont causées en grande partie par un recouvrement qui n'est pas total entre le mode de la fibre et le mode du guide d'onde. L'aire effective du mode de la fibre est d'environ $16\mu\text{m}^2$. Ainsi, plus le guide d'onde est large, plus l'aire effective de son mode sera grande et donc l'intégrale de recouvrement entre le mode du guide d'onde et le mode de la fibre sera plus importante. Par conséquent, les pertes d'insertion diminuent lorsque la largeur du guide augmente, c'est ce qui a été observé expérimentalement. Les pertes d'insertion minimales de l'ordre de 10 dB ont été obtenues pour des guides de largeur 7 et 8 µm.

Cette hypothèse concernant l'évolution de l'aire effective du mode optique avec la largeur du guide a été vérifiée expérimentalement et en simulation. Les aires effectives des mode ont été calculées avec le solveur de mode optique de Lumerical [127], équation (20) L'aire effective A est le rapport entre la densité d'énergie intégrée du mode par unité de longueur et le valeur maximale de la densité d'énergie :

$$A = \frac{1}{\max\{W(r)\}} \int_{A_\infty} W(r) dA \quad (20)$$

Sur la Fig. 109 sont reportées les aires effectives des modes optiques TE et TM calculées numériquement ainsi que les mesures expérimentales effectuées grâce à la caméra MIR. On constate bien l'augmentation de l'aire effective avec la largeur des guides. Lorsque l'aire effective des guides d'ondes est très proche de celle de la fibre ($16\mu\text{m}^2$) une saturation de la transmission est observée pour les guides de largeur de 7 et 8 μm (Fig. 108). La comparaison entre les aires effectives expérimentales et simulées permet également de valider l'outil de simulation utilisé dans le MIR. En effet la gestion des couches graduelles peut être un point délicat, mais on peut constater ici que les résultats expérimentaux sont très proches des valeurs simulées. Par conséquent, la méthode de simulation utilisée basées sur le solveur commercialisé par la société Lumerical peut être appliquée par la suite pour la conception de composants photoniques plus avancés dans le MIR.

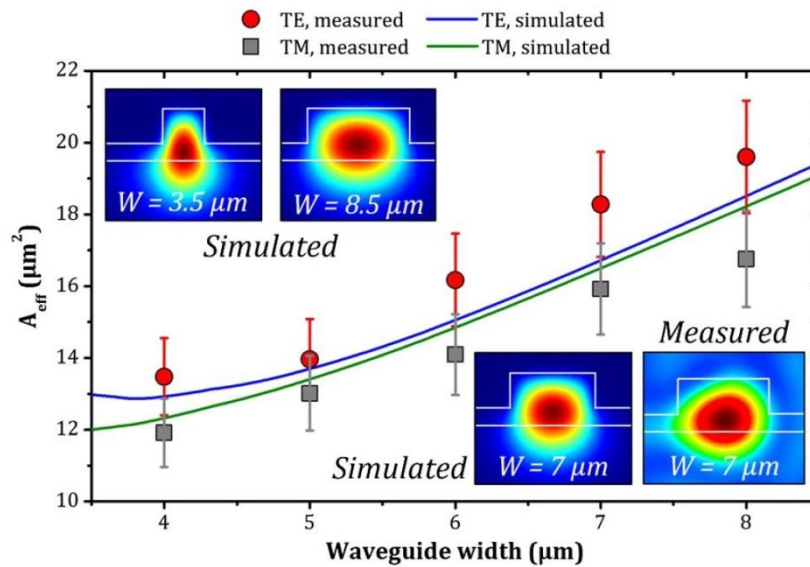


Figure 109: Comparaison entre les aires effectives modales simulées et mesurées pour les différentes largeurs de guides.

2.2. Démonstration des structures ultra large bande : guides d'onde, MMI et interféromètres de Mach Zehnder ultra-large bande pour la spectroscopie MIR

La première preuve de concept présentée ci-dessus nous a permis d'acquérir une grande expérience sur la conception, la fabrication et la caractérisation des composants dans le MIR. Par exemple l'étude des pertes en fonction de la largeur des guides d'onde nous a amené à concevoir des « taper » en entrée / sortie des structures à caractériser, consistant en un élargissement du guide jusqu'à une largeur typique de 50 μm . Ainsi le couplage de la lumière est maximisé, puis une variation adiabatique de la largeur des guides permet ensuite d'injecter la lumière dans un guide d'onde monomode. Les premières expériences effectuées chez Mirsense nous ont permis d'affiner le banc de caractérisation mis en place par J.M. Ramirez

au C2N. A présent, deux types de couplage (fibre et objectif) sont ainsi possibles pour injecter la lumière dans l'échantillon, en fonction de l'application visée.

Cette expérience acquise nous a permis dans une seconde étape de concevoir, fabriquer et caractériser un second run d'échantillons, dans le but de mettre en évidence le caractère large bande des guides d'onde $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riches en Ge, au-delà de la longueur d'onde de $8\mu\text{m}$, et de démontrer les premières fonctions passives. Nous avons choisi pour cela de démontrer le fonctionnement d'interféromètres de type Mach Zehnder, qui sont une brique de base pour la réalisation de spectromètres intégrés. Dans la suite j'ai réalisé l'ensemble des conceptions et fabrications des composants. L'ensemble des caractérisations ont à présent été faites au C2N par J.M. Ramirez, sur un banc de caractérisation qui sera détaillé ci dessous. Puis la conception, fabrication et caractérisation des différents composants seront présentés ensuite.

2.2.1 Banc de caractérisation MIR au C2N

Dans la suite les caractérisations utilisent le banc expérimental moyen infrarouge qui a été construit dans l'équipe et dont la vue schématique est détaillée sur la Fig. 110. Le laser MIR de type MIRCAT émet dans une bande spectrale entre 5.1 et $8.6\mu\text{m}$ en polarisation TM. Le laser fonctionne en régime pulsé avec un rapport cyclique de 5% et un taux de répétition de 100kHz . Un rotateur de polarisation est utilisé lorsque les mesures en TE sont réalisées. Le couplage de la lumière peut se faire via une fibre micro-structurée comme représentée sur la Fig. 106 ou via un système de lentilles comme représenté sur la Fig. 110. En sortie, la lumière est collectée par une lentille, puis traverse un polariseur et est dirigée vers le spectromètre. Une caméra MIR de type InSb, permettant la visualisation des faisceaux jusqu'à $6.5\mu\text{m}$ de longueur d'onde est utilisée pour contrôler le mode optique en sortie du guide. Un système de purification d'air a été installé pour faciliter la mesure en espace libre, Fig. 111. Ce système permet de filtrer l'air le long du passage de la lumière pour minimiser les pics d'absorption dus à l'atmosphère environnante.

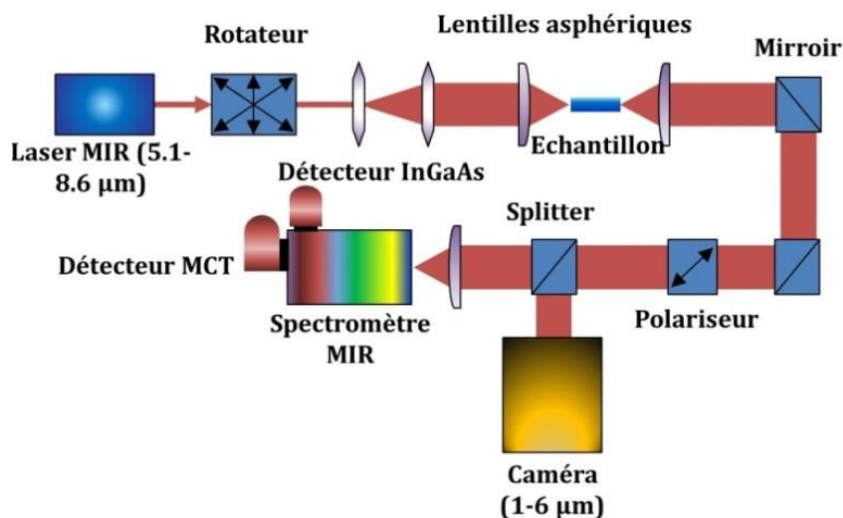


Figure 110: Banc de caractérisation MIR développé au C2N.

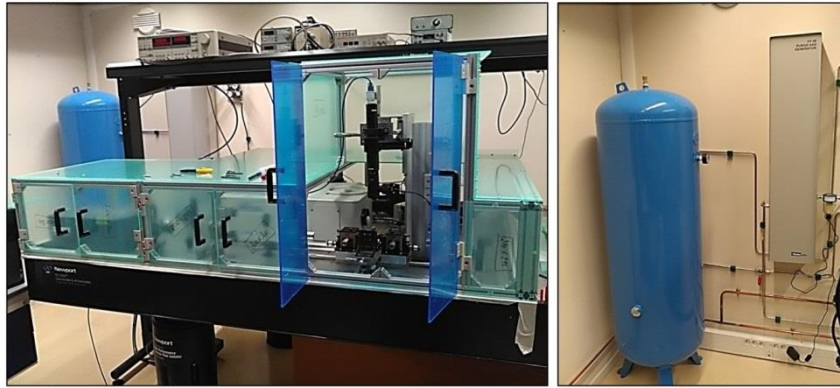


Figure 111: Système de purification d'air monté sur le banc.

2.2.2 Guides d'onde large bande

Pour travailler à des longueurs d'onde allant jusque $8\mu\text{m}$ et au-delà, il est indispensable de changer la configuration géométrique du guide d'onde. En effet, les guides précédemment étudiés avec une profondeur de gravure de $1.5\mu\text{m}$ ne pourront plus confiner efficacement le mode optique. Par conséquent des guides avec une profondeur de gravure de $4\mu\text{m}$ ont été choisis. La vue en coupe du guide d'onde et le mode optique correspondant sont illustrés par la Fig.112 (a). Ce guide est monomode en polarisation TE à partir de $\lambda=7\mu\text{m}$ et monomode en TM à partir de $7.8\mu\text{m}$. Les guides d'ondes ont été fabriqués avec le même procédé que celui décrit précédemment. Ce sont des spirales de différentes longueurs comprises entre 4cm et 12cm , Fig. 112 (b).

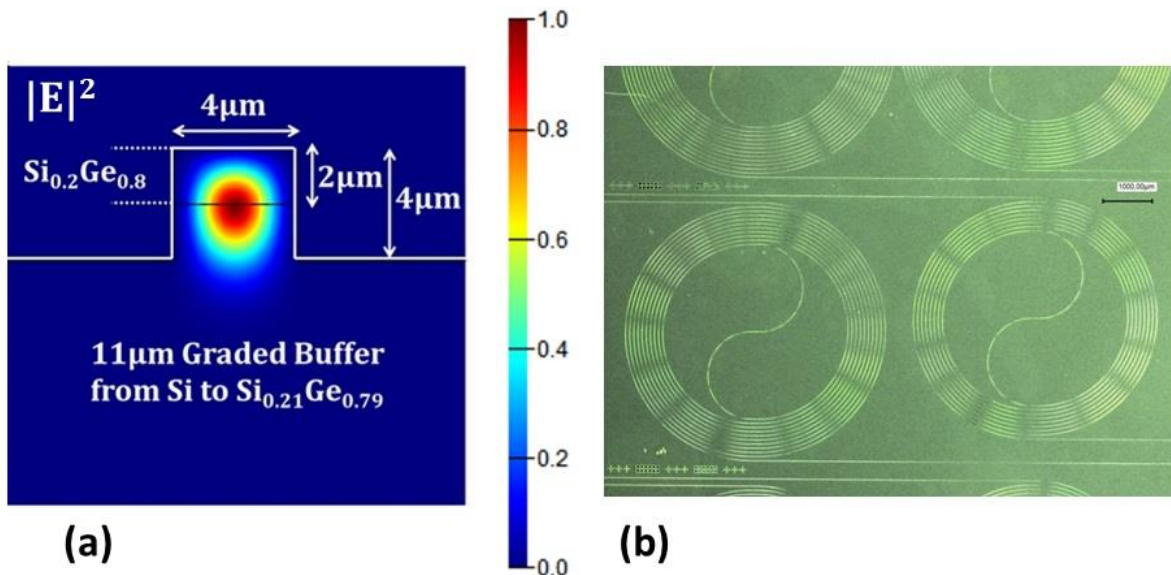


Figure 112: (a) Vue en coupe du guide d'onde utilisé et le profil de mode optique correspondant calculé à une longueur d'onde de $7.5\mu\text{m}$ en polarisation TE, (b) guides d'ondes fabriqués.

Les résultats de caractérisation de ces guides par la méthode de cut-back sont reportés sur la Fig. 113. De façon remarquable, aucune coupure n'est observée au-delà d'une longueur d'onde 8 μm . De plus, les guides d'ondes ont des pertes de propagation inférieures à 3 dB/cm sur toute la bande spectrale entre 5.5 et 8.6 μm . C'est une première démonstration des guides large bande dans le MIR.

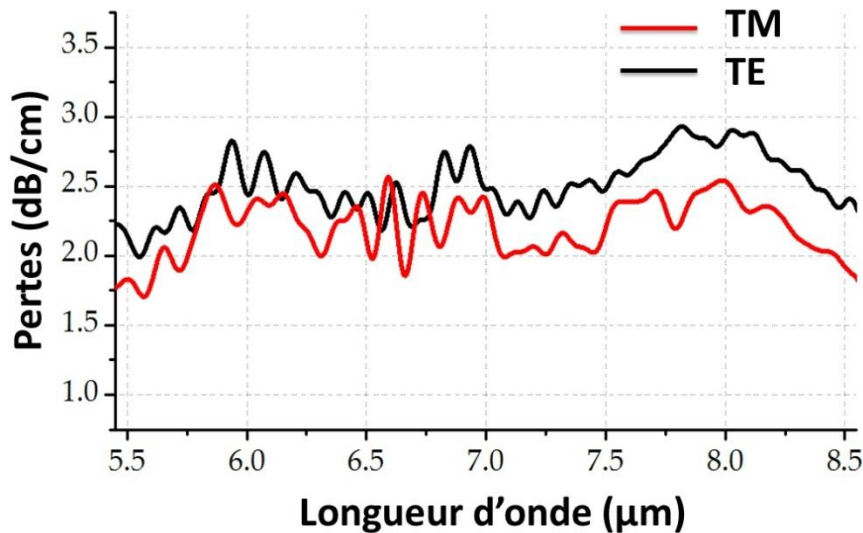


Figure 113: Pertes des guides $\text{Si}_{0.2}\text{Ge}_{0.8}$ en fonction de la longueur d'onde obtenues expérimentalement pour les polarisations TE et TM.

Il est intéressant de regarder comment les performances de guides d'ondes $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riches en Ge se positionnent vis-à-vis des autres plateformes photoniques utilisées aujourd'hui dans le MIR. Les guides $\text{Si}_{0.2}\text{Ge}_{0.8}$ ont des pertes de propagation comparables aux guides des différentes plateformes constituant l'état de l'art actuel. En effet, les guides Si sur SiO_2 dans le MIR ont des pertes comprises entre 0.6-0.7 dB/cm pour des longueurs d'onde entre 3 et 4 μm [65]. L'usage de ces guides dans le MIR est très limité à cause de l'absorption de SiO_2 . L'utilisation d'un cladding inférieur autre que la silice permet d'étendre l'opération des guides en Si jusqu'à 5.8. Ainsi, les guides Si sur saphir sont caractérisés avec des pertes entre 1.92-4.3 [70,69]. Pour aller encore plus loin, Penades et al., [72] ont étendu la gamme de longueurs d'ondes utilisables par les guides silicium en réalisant des guides Si suspendus avec des pertes de 0.82 dB/cm. D'autres pistes ont été exploitées grâce à l'utilisation de Ge sur Si où les pertes se situent dans la gamme 0.6-2.5 dB/cm [73] entre les longueurs d'onde de 3.8 et 5.4 μm et en Ge sur Si_3N_4 avec des pertes de 3.35 dB/cm à une longueur d'onde de 3.8 μm [128]. L'utilisation des guides Ge sur Si est limitée à une longueur d'onde de 8 μm . En ce qui concerne les alliages $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ jusqu'à présent une concentration maximale de 42% était utilisée dans les guides $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ graduels avec un cladding Si recouvrait les guides. Ces guides ont des pertes à hauteur de 1 dB/cm à une longueur d'onde de 4.5 μm . De même, ce type de guides d'ondes n'est utilisable que dans la fenêtre de transparence de silicium. Les guides $\text{Si}_{0.2}\text{Ge}_{0.8}$ sur buffer graduel sont très compétitifs grâce à la fenêtre de transparence pouvant être exploitée. Ainsi grâce à une couche riche en Ge et un buffer graduel épais le

mode optique est toujours en présence d'un matériau riche en Ge. Par conséquent, l'ensemble de la bande de transparence de i.e $\lambda=3-15 \mu\text{m}$ est exploitable. Il est à noter que d'autres approches telles que les chalcogénures [59] ou les matériaux III-V[63] sont aussi d'un grand intérêt pour leurs régions de transparences et des propriétés non linéaires. Les guides à base de ces matériaux ont aussi des pertes de propagation raisonnables avoisinant 2.6-2.9 dB/cm [59]. L'état de l'art répertoriant la plupart des plateformes MIR actuelles est présenté dans le Tableau 6.

Plateforme	Longueur d'onde (μm)	Gamme de longueur d'onde utilisable dans le MIR	Pertes (dB/cm)	Réf
Si sur SiO₂	3.39	3-4	0.6-0.7	[65]
Si sur saphir	4.5	3-5.8	4.3	[69]
Si sur saphir	5.18	3-5.8	1.92	[70]
Si suspendu	3.715	3-8	0.82	[72]
Ge sur Si	5.1-5.4	3-8	2.5-3.5 en TE 3-4 en TM	[74]
Ge sur Si	3.8	3-8	0.6	[73]
Ge sur Si₃N₄	3.8	3-6.5	3.35	[128]
Guides graduels Si_{1-x}Ge_x à faible concentration de Ge et avec un cladding Si (concentration maximale de Ge 43%)	4.5	3-8 μm	1	[129]
	7.4		2	
Si_{0.2}Ge_{0.8} sur buffer graduel (ce travail)	5.5-8.6	3-15	2.25-3 en TE 1.75-2.5 en TM	En cours
Chalcogénures	7.7	-	2.6	[59]
InGaAs/InP	7.4	-	2.9	[63]

Tableau 6: Etat de l'art des guides d'ondes dans le MIR.

Cette première étude a permis d'évaluer les performances de la plateforme $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riche en Ge sur buffer graduel dans le MIR, en mettant en évidence un fonctionnement large bande et à faible pertes optiques. A présent il est possible de se focaliser sur la conception et démonstration des principales briques de base pour la nouvelle plateforme spectroscopique.

2.2.3 Interféromètres de Mach Zehnder

Les interféromètres Mach Zehnder intégrés nécessitent le développement de diviseurs de faisceaux 1 vers 2. Pour les premiers essais nous avons choisi de travailler avec des diviseurs de type MMI bien connus dans le proche infra-rouge, et présentant généralement de bonnes performances (faibles pertes sans dimension critique pour la fabrication). Les MMI sont une brique de base importante pour le développement de systèmes spectroscopiques. Dans la suite je présente donc la conception des MMI, suivi de la démonstration expérimentale des MZI.

a) Conception et fabrication

Les MMI ont été conçus et optimisés pour une longueur d'onde centrale de $7.5 \mu\text{m}$. Cette longueur d'onde a été choisie en fonction des applications visées (nous cherchons à démontrer le potentiel de la plateforme SiGe pour les grandes longueurs d'onde, là où les approches plus classiques type SOI, membrane SOI ne sont pas adaptées), et en fonction du banc de caractérisation, utilisant un laser MIRCAT de la société Daylight constitué de 3 lasers à cascade quantique en cavité étendue. L'ensemble couvre la bande spectrale de 5.5 à $8.5 \mu\text{m}$, en utilisant 3 QCL, dont le dernier possède un maximum de puissance à $7.5 \mu\text{m}$. C'est pourquoi nous avons choisi d'optimiser la conception du MMI à cette longueur d'onde. La région multimode du composant a été fixée à $20 \mu\text{m}$. Cette dimension a été choisie selon les mêmes critères qu'au Chapitre III : la région multimode doit être suffisamment large pour supporter un nombre de mode suffisant mais étant donné qu'elle a une influence sur la longueur finale du MMI elle doit être la plus petite possible. Les guides de sortie ont une largeur de $8 \mu\text{m}$ de façon à minimiser les pertes. La longueur optimale du MMI est de $105 \mu\text{m}$, ce qui correspond à des pertes totales de 0.31 dB (Fig. 114).

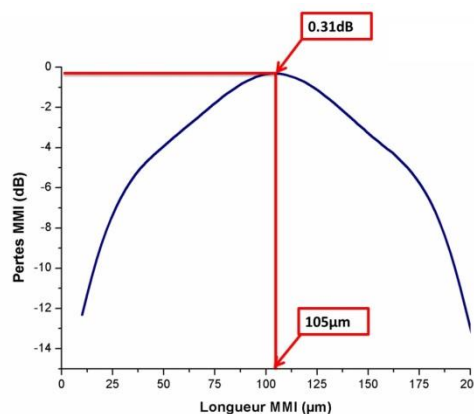


Figure 114: Optimisation de la longueur du MMI.

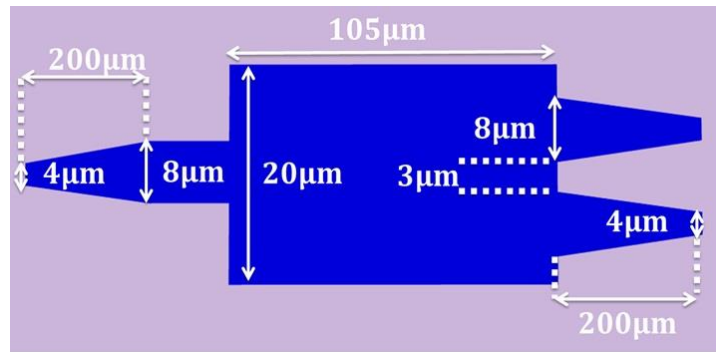


Figure 115: dimensions du MMI optimisé.

Des tapers de 200µm mis en amont et en aval du MMI assurent le couplage vers le mode fondamental du guide de largeur de 4 µm indépendamment de la longueur d'onde et de la polarisation. La structure finale optimisée est détaillée sur la Fig.115.

Nous avons choisi de fabriquer dans un premier temps des interféromètres de Mach Zehnder asymétriques dont la caractérisation est plus aisée. La Fig. 116 (a) représente une vue au microscope optique de la puce fabriquée. L'échantillon contient des Mach Zehnders et des guides d'onde qui seront utilisés pour la normalisation des mesures. Les Mach Zehnder ont des bras longs de 3mm et les différences de longueurs ΔL sont de 149, 87 et 48 µm. Il est à noter que les guides d'accès entrée et sortie sont décalés pour éviter une collection de la lumière parasite transmise directement. La Fig. 116 (b) montre un exemple de taper qui été placé sur les guides d'accès entrée/sortie. Ces tapers dont la largeur maximale est de 50 µm sont placés pour permettre un couplage efficace de la lumière dans les dispositifs. La largeur de 50 µm permet d'utiliser indépendamment un couplage fibré ou un couplage en espace libre avec une lentille. Enfin, la Fig. 116 (c) représente un exemple de MMI fabriqué.

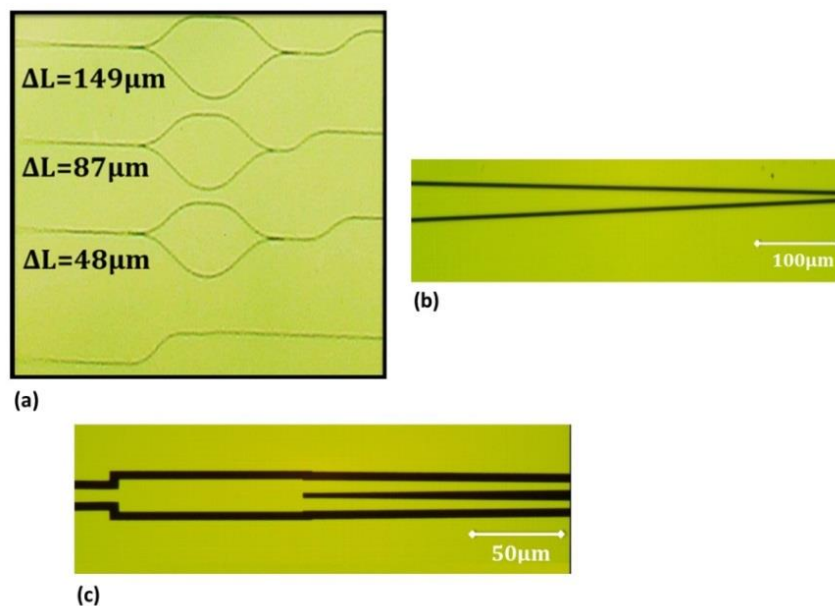


Figure 116: Echantillon fabriqué, (a) vue globale, (b) taper d'entrée, (c) MMI fabriqué. Les régions gravées sont en noir. Issu de [130].

b) Résultats expérimentaux

Les mesures ont été réalisées sur toute la plage de longueurs d'ondes accessibles par le laser et sont reportées sur la Fig. 117. Malgré l'utilisation du système de purification d'air, la mesure entre 5.1 et 5.5 μm reste bruitée à cause de l'absorption atmosphérique (absorption de l'eau, absorption NO), cette partie du spectre n'est pas montrée. Les mesures de transmission sont reportées sur la Fig. 117. Les mesures expérimentales montrent des MZI fonctionnels sur une bande spectrale très large: de 5.5 à 8.6 μm . Une augmentation de l'ISL est observée avec la diminution de la différence de longueurs de bras. Ainsi à une longueur d'onde de 7.5 μm et en polarisation TE, l'ISL est de 110 nm (Fig. 117(b)) pour $\Delta L=149 \mu\text{m}$. Lorsque $\Delta L=87 \mu\text{m}$, l'ISL vaut 170 nm et avec $\Delta L=48 \mu\text{m}$ l'ISL atteint une valeur de 310 nm. Le comportement similaire est observé en polarisation TM avec le même dispositif. Il est à noter que le niveau haut des MZI reproduit l'allure de la transmission mesurée sur les guides droits de 9.4 mm, Fig. 117(a). Par conséquent, l'enveloppe observée sur les spectres des MZI n'est pas due au MMI conçu.

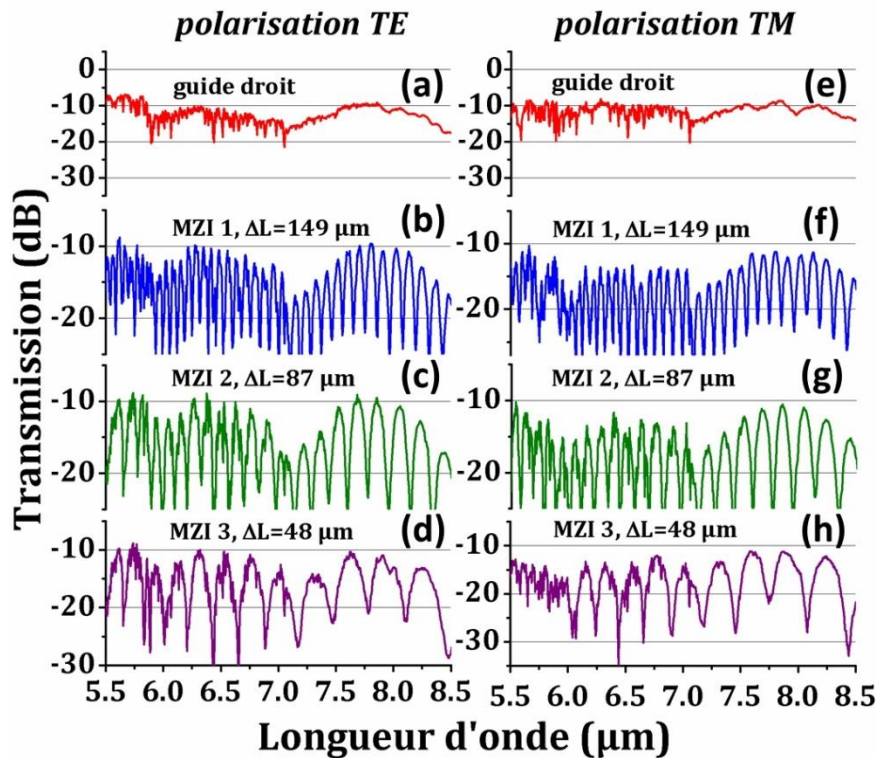


Figure 117: Caractérisation des interféromètres dans le MIR, les spectres incluent des pertes de couplage.

La gamme de longueur d'onde accessible expérimentalement étant limitée par la source optique, nous avons effectué des simulations numériques pour évaluer la largeur spectrale accessible avec les composants utilisant les guides d'onde $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riches en Ge sur substrat graduel. Sur la Fig.118 est reporté le profil d'intensité du champ électrique dans le MMI pour des longueurs d'onde de 5.5, 7.5 et 9 μm pour la polarisation TE aux longueurs d'onde de 5.5, 7.5 et 11 μm pour la polarisation TM. La faible dépendance du MMI à la longueur d'onde est clairement visible.

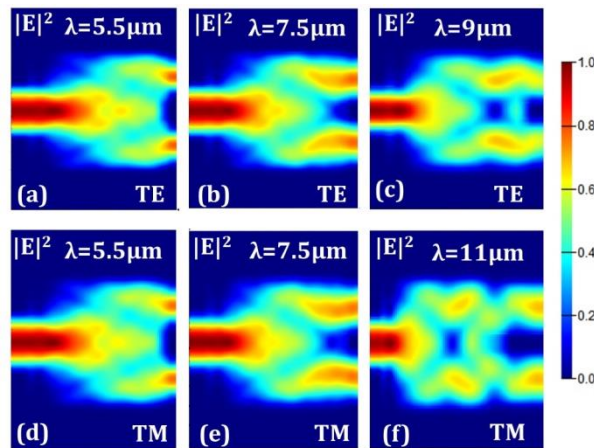


Figure 118: Profil d'intensité du champ électrique pour $\lambda=5.5 \mu\text{m}$, $\lambda=7.5 \mu\text{m}$, $\lambda=9 \mu\text{m}$ en polarisation TE (a), (b), (c) et en polarisation TM (d), (e), (f) pour $\lambda=5.5 \mu\text{m}$, $\lambda=7.5 \mu\text{m}$, $\lambda=11 \mu\text{m}$.

Les performances théoriques des MMI peuvent être comparées aux pertes déduites des mesures expérimentales. En effet, la différence de longueur maximale entre le guide droit de normalisation et le chemin optique entre l'entrée et la sortie des MZI est de $200 \mu\text{m}$. Avec des pertes de propagation inférieures à 5 dB/cm cette différence de longueur peut être négligée. Par conséquent, la différence entre la transmission d'un guide droit et le niveau haut d'un MZI donnera les pertes dues aux 2 MMI de l'interféromètre. Ainsi, les pertes en fonction de la longueur d'onde pour les MMI ont pu être estimées à partir des mesures des MZI, et sont tracées sur la Fig. 119 où elles sont comparées avec les pertes calculées par simulation.

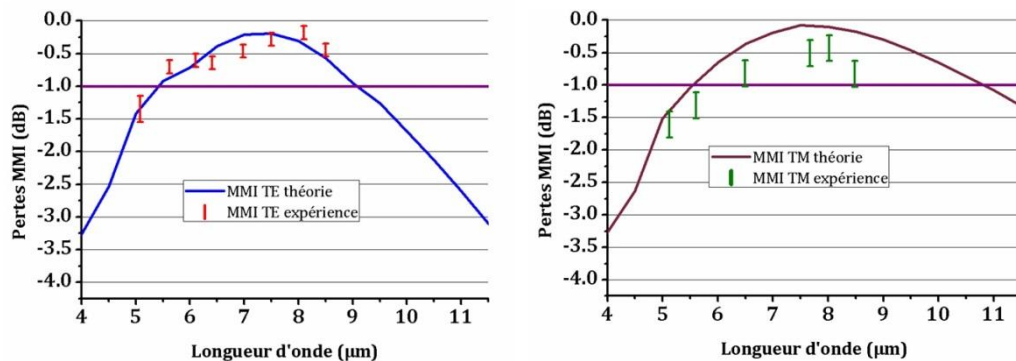


Figure 119: Pertes des MMI en fonction de la longueur d'onde pour les polarisations TE et TM, les barres verticales représentent les intervalles où les valeurs expérimentales sont situées.

Les résultats expérimentaux sont cohérents avec les estimations données par les simulations, un écart maximal de 0.2 dB est observé entre les valeurs théoriques et expérimentales en polarisation TE. De plus, jusqu'à présent les valeurs expérimentales sont limitées par les plages de longueurs d'ondes accessibles par le laser mais les calculs estiment qu'en polarisation TE les MMI peuvent fonctionner avec des pertes $\leq 1 \text{ dB}$ pour des longueurs

d'ondes comprises entre 5.5 et 8.5 μm . La bande passante en TM est encore plus grande : un fonctionnement sur une octave est prévu par les simulations i.e de 5.5 à 11 μm avec les pertes avoisinant 1.08 dB à la longueur d'onde de 11 μm .

c) Discussion et origine des propriétés ultra-large bande de la plateforme $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ sur buffer graduel.

Le fonctionnement très large bande des interféromètres est un atout majeur de la plateforme proposée. Pour apprécier le caractère large bande d'un dispositif un facteur de mérite F peut être défini comme :

$$F = \frac{\text{bande passante}_{-1\text{dB}}}{\text{longueur d'onde centrale}} \quad (21)$$

Ainsi, si la bande passante d'un dispositif évolue proportionnellement à la longueur d'onde, le facteur de mérite n'augmentera pas de façon significative. A l'heure actuelle dans le MIR il n'existe pas de MMI large bande autre que celui démontré sur la plateforme $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riche en Ge, ainsi nous allons comparer le facteur de mérite avec les MMI large bande du proche infrarouge. Le MMI le plus large bande dans le proche infrarouge est basé sur l'utilisation d'une structure sublongueur d'onde [131]. Avec la longueur d'onde centrale de 1460 nm et la bande passante de 415 nm la figure de mérite F est égale 0.28. Le MMI conçu en utilisant la plateforme SiGe à forte concentration en Ge possède une figure de mérite $F=0.48$ en polarisation TE. De façon remarquable, pour la polarisation TM et le même MMI, F atteint 0.62, soit plus du double de ce qui est possible d'obtenir dans le proche infrarouge.

L'étude des premiers blocs de base passifs de la plateforme $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ à forte concentration en Ge sur buffer graduel a permis de mettre en évidence de bonnes propriétés optiques, et notamment un fonctionnement ultra large bande avec un MZI fonctionnant pour les 2 polarisations TE et TM, et atteignant une largeur spectrale d'une décade pour la polarisation TM.

Plusieurs raisons expliquent ces propriétés spectrales :

- Les coefficients de dispersion du Si et du Ge sont faibles entre 5 et 15 μm (Fig. 120). On peut en déduire que la dispersion de l'alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ sera également faible dans ces gammes de longueur d'onde.

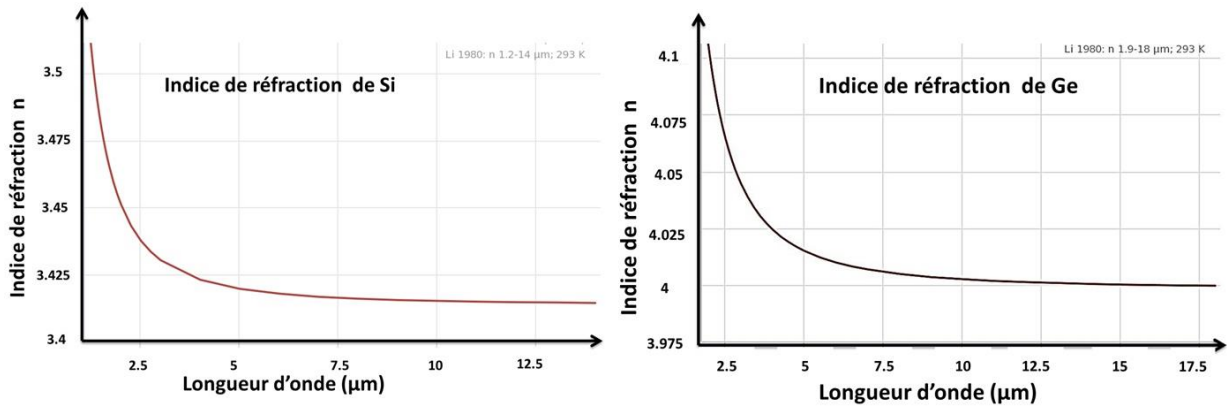


Figure 120: Evolution de l'indice de réfraction de Ge dans la région de MIR, issu de [132].

- Le buffer SiGe graduel créé un gradient d'indice, qui permet le confinement de la lumière dans la partie supérieure (cœur du guide homogène $\text{Si}_{0.2}\text{Ge}_{0.8}$ et partie haute du buffer graduel, riche en Ge). Lorsque la longueur d'onde augmente, le mode « s'adapte » en continu grâce au gradient d'indice, et la taille du mode augmente progressivement en conséquence, Fig. 121. Cet effet permet un caractère monomode du guide sur une large gamme spectrale, avec une faible dispersion du guide d'onde.

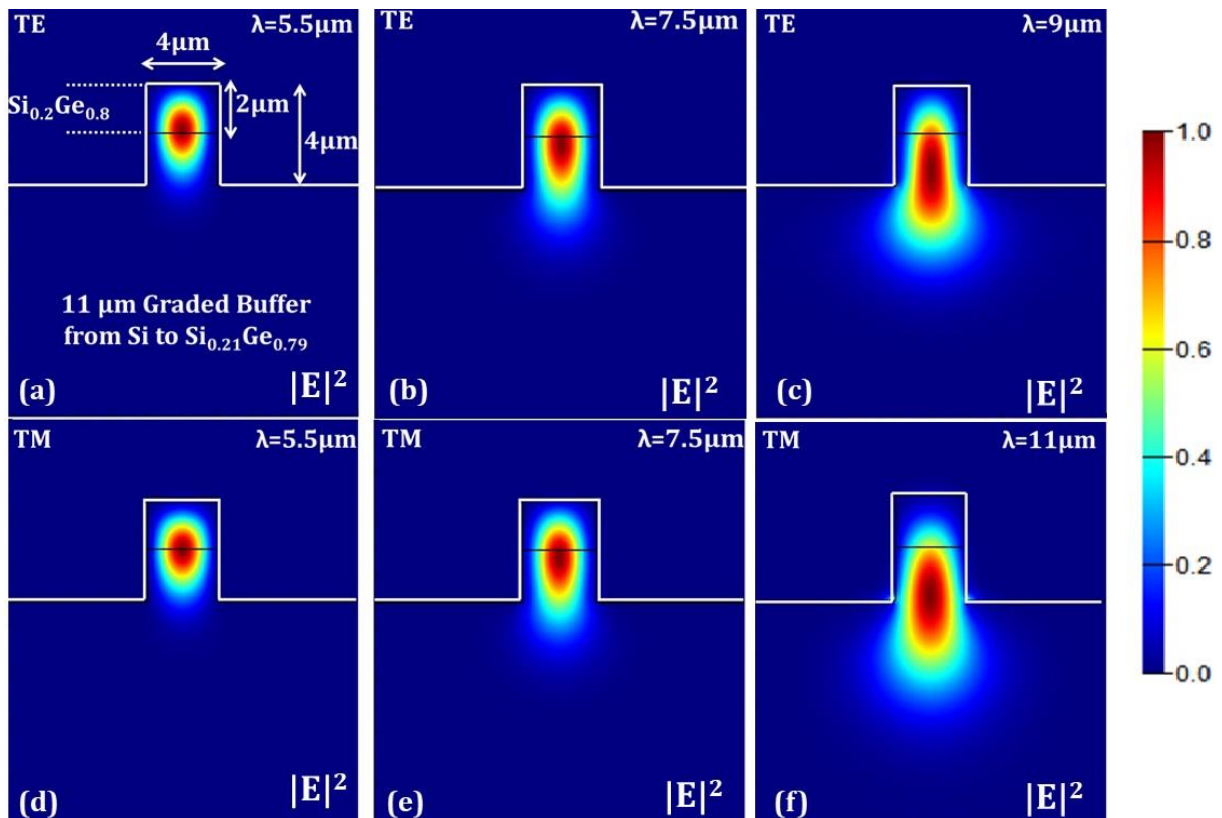


Figure 121: Mode optique d'un guide d'onde $\text{Si}_{0.2}\text{Ge}_{0.8}$ en polarisation TE (a) à $\lambda = 5.5 \mu\text{m}$, (b) à $\lambda = 7.5 \mu\text{m}$, (c) $\lambda = 9 \mu\text{m}$ et en polarisation TM (d) $\lambda = 5.5 \mu\text{m}$, (e) $\lambda = 7.5 \mu\text{m}$, $\lambda = 11 \mu\text{m}$

2.2.4 Circuits passifs $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ à forte concentration en Ge pour le moyen infrarouge : bilan et perspectives

Les résultats obtenus tout le long de cette partie ont permis les premières démonstrations du potentiel des structures SiGe à forte concentration en Ge pour le MIR. Nous avons démontré que ces structures permettaient le confinement de la lumière, le guidage, et des structures interférométriques de type MZI. Le caractère ultra-large bande des structures développées, ainsi que la faible sensibilité à la polarisation sont parmi les atouts majeurs de cette nouvelle plateforme.

Les éléments clefs qui restent à développer dans le futur pour les structures passives sont les structures résonantes, pour lesquelles plusieurs voies sont à l'étude, ainsi que le développement de spectromètres intégrés large bande, comme par exemple des spectromètres à transformée de Fourier [64]. Ces travaux sont à présent menés par Q. Liu, doctorant au C2N.

3. Etude des coefficients non linéaires d'ordre 3 et 2 des structures $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riches en Ge

3.1 Caractérisations des effets non linéaires d'ordre 3 dans le SiGe: n_2 et β_{TPA}

En parallèle avec l'étude des circuits passifs j'ai mené des études préliminaires afin de mettre en évidence et caractériser la réponse non linéaire d'ordre 2 et 3 des structures utilisées, le but étant de développer par la suite des composants actifs (sources large bande, convertisseur de fréquence). Etant donné que dans les matériaux centro-symétriques comme le Si ou le Ge la réponse non linéaire d'ordre est absente sans l'usage de la contrainte [24-27], pour l'instant les composants actifs devront se baser sur des effets non linéaires du troisième ordre. Ces effets sont présents dans tous les matériaux, même centro-symétriques. Plusieurs études de réalisations de sources non linéaires par génération de supercontinuum ont été réalisées dans le moyen infrarouge en utilisant les chalcogénures [133-134], le Si [135] ou bien le Ge pur [136]. En ce qui concerne les alliages de Ge avec le Si la génération de supercontinuum a été démontrée expérimentalement dans des guides SiGe à gradient d'indice [77], cependant la concentration maximale de Ge était limitée à 42 % dans ces travaux. Pour les alliages $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riches en Ge une étude théorique a été menée dans notre groupe permettant la conception de guides d'ondes pour la génération de supercontinuum sur une octave [137].

En revanche, pour les alliages $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ à forte concentration en Ge, il n'existe pas à l'heure actuelle d'évaluation expérimentale de l'indice de réfraction non linéaire- n_2 et du coefficient

d'absorption à 2 photons- β_{TPA} . Ces effets ont cependant été modélisés, avec des modèles différents pour des concentrations de Ge inférieure ou supérieure à 80%.

Nous avons donc choisi de mener une étude expérimentale concernant les effets non linéaires d'ordre 3 dans les guides SiGe à forte concentration en Ge, sur buffer graduel. Nous avons choisi 3 concentrations en Ge dans l'alliage formant le cœur du guide (70, 80 et 90%, Fig. 122), afin de pouvoir comparer les résultats aux deux modèles théoriques. Cette étude est menée à la longueur d'onde de 1.55 μm , mais permet d'extrapoler les résultats dans la gamme spectrale du moyen infra rouge. L'étude expérimentale a été effectuée par S. Serna à l'Institut d'Optique Graduate School (IOGS), dans le groupe de N. Dubreuil. La mesure expérimentale est basée sur une méthode de D-scan bidirectionnel. Pour ma part j'ai fabriqué les dispositifs dans la salle blanche de C2N et caractérisé les pertes des guides en régime linéaire. Seuls les principaux résultats sont donnés ici, car ils permettent de mettre en évidence le potentiel des structures SiGe à forte concentration en Ge pour réalisation des composants actifs dans le MIR. Les détails sont présentés dans le manuscrit de thèse de S. Serna [138] et dans la publication [139]. Les valeurs des coefficients non linéaires obtenus expérimentalement sont reportées dans le tableau 7.

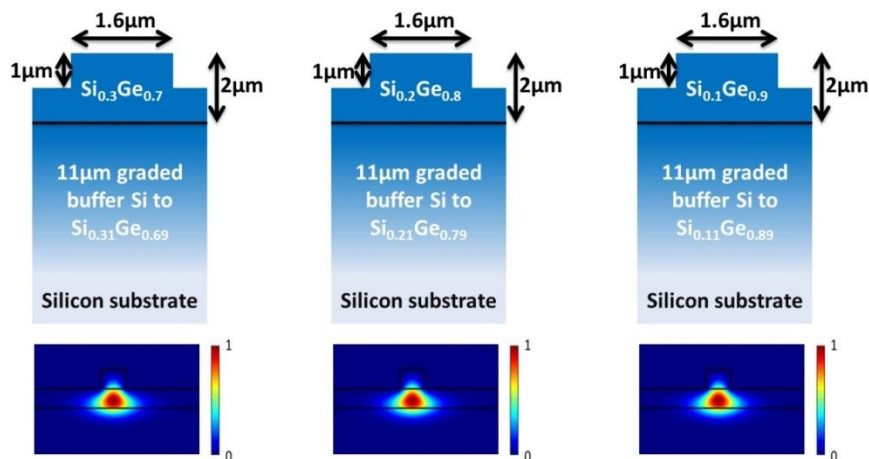


Figure 122: Guides d'ondes utilisés pour l'étude de n_2 et β_{TPA} , 3 concentrations en Ge sont utilisées (70, 80 et 90%).

Alliage	$\text{Si}_{0.3}\text{Ge}_{0.7}$	$\text{Si}_{0.2}\text{Ge}_{0.8}$	$\text{Si}_{0.1}\text{Ge}_{0.9}$
β_{TPA} (cm/GW)	5.53 ± 0.50	8.08 ± 0.73	18.3 ± 1.7
FOM_{TPA} (cm/GW)	0.26 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.04 ± 0.002
n_2 (m^2/W)	$22.6 \times 10^{-18} \pm 2.3$	$23 \times 10^{-18} \pm 2.3$	$11.6 \times 10^{-18} \pm 1.1$

Tableau 7: β_{TPA} , FOM_{TPA} et n_2 obtenus expérimentalement à la longueur d'onde de 1.55 μm , pour chaque alliage étudié.

Une augmentation du coefficient d'absorption à 2 photons est observée avec l'augmentation de la concentration de Ge dans l'alliage, ce qui était prévisible : lorsque la concentration en Ge augmente, les bords de bande d'absorption directe et indirecte se décalent vers les plus hautes longueurs d'onde, et donc vers la longueur d'onde d'intérêt ici ($1.55\mu\text{m}$)

A l'opposé, et de manière contre-intuitive, l'indice de réfraction non linéaire n_2 n'augmente pas de manière monotone en fonction de la concentration de Ge dans l'alliage. Ceci peut cependant être expliqué par le fait que la longueur d'onde d'étude ($1.55\mu\text{m}$) se trouvant proche des bords de bande d'absorption, la variation de n_2 est plus complexe. Pour aller plus loin, les mesures sont confrontées aux estimations théoriques dans la Fig. 123, où un très bon accord est mis en évidence entre les modèles théoriques et les résultats expérimentaux. Ainsi, pour les alliages $\text{Si}_{0.3}\text{Ge}_{0.7}$ et $\text{Si}_{0.2}\text{Ge}_{0.8}$ le modèle utilisant la bande interdite indirecte est utilisé et validé par les résultats expérimentaux tandis que pour l'alliage $\text{Si}_{0.1}\text{Ge}_{0.9}$ c'est le modèle utilisant la bande interdite directe qui semble bien le plus approprié. Sur la Fig. 122 est également reportée l'extrapolation de n_2 dans la gamme du MIR. L'alliage $\text{Si}_{0.1}\text{Ge}_{0.9}$ présente le plus fort indice non linéaire, de l'ordre de $2 \times 10^{-17} \text{m}^2/\text{W}$ ce qui est plus qu'un ordre de grandeur que celui obtenu dans le Si ($2.57 \times 10^{-18} \text{m}^2/\text{W}$) [138].

Ainsi, cette étude montre que les alliages riches en Ge présentent un réel intérêt pour être utilisés pour explorer les phénomènes non linéaires tels que le mélange à 4 ondes, la génération de continuum etc.

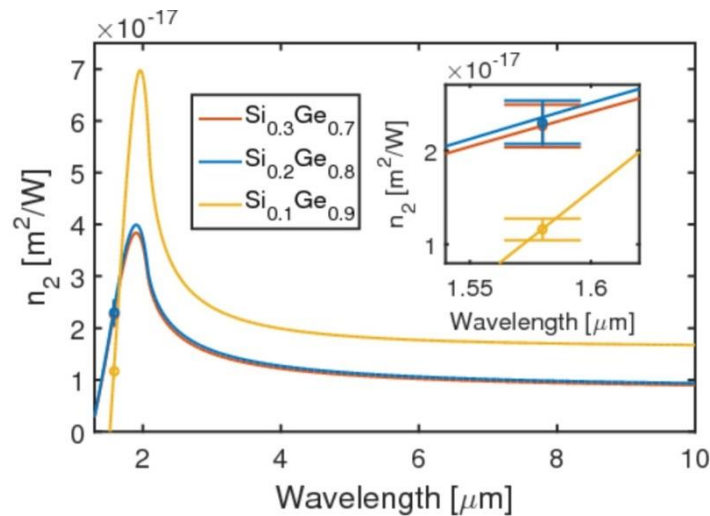


Figure 123: Comparaison entre les valeurs de coefficient n_2 mesurées (cercles) et les estimations théoriques (trait plein) à $1.55\mu\text{m}$, et extrapolation dans le MIR en utilisant le modèle théorique issu de [140], inset : zoom autour de $1.55\mu\text{m}$.

3.2 Réponse non linéaire du second ordre dans les puits quantiques Ge/SiGe

Malgré l'absence de réponse non linéaire d'ordre 2 dans les matériaux centrosymétriques, des nombreux travaux sur le Si ont montré qu'un gradient de contrainte induit l'apparition de coefficients non nuls dans le tenseur de susceptibilité d'ordre 2 [24-27]. Ces travaux ouvrent de nombreuses perspectives pour l'utilisation d'effets non linéaires efficaces pour la photonique Si. La plupart des études utilisent un autre matériau pour contraindre le Si, comme par exemple le nitrure. Des travaux ont également porté sur le Ge contraint. Ainsi, Leonardis et al. ont démontré une génération de seconde harmonique à partir du Ge contraint avec une longueur d'onde de pompe de 4 μm [141]. L'utilisation de couches déposées sur le Ge ou un matériau riche en Ge doit de préférence être évitée dans le MIR pour pouvoir pleinement exploiter la plage de transparence de Ge. Ainsi, une autre source de contraintes doit être recherchée. Or, la plateforme $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riche en Ge est compatible avec la croissance des structures à puits quantiques (Chapitre II). Les structures à contraintes compensées présentent une modulation de la contrainte à chaque couche épitaxiée. Ainsi une brisure de la centrosymétrie est attendue à l'interface entre les couches. C'est cette piste qui est étudiée dans ce travail de thèse. J'ai donc cherché à concevoir des structures de tests pour mettre en évidence la présence ou non de l'effet non-linéaire du second ordre dans les puits quantiques Ge/SiGe. Pour cela j'ai conçu et fabriqué des structures dans le but de mettre en évidence une génération de seconde harmonique dans des puits quantiques Ge/SiGe. La conception des dispositifs de test nécessite de concevoir les guides d'onde afin d'optimiser le confinement de la pompe, puis de trouver la meilleure stratégie pour réaliser l'accord de phase entre la pompe et la seconde harmonique.

3.2.1. Génération de seconde harmonique : principe général

La génération de seconde harmonique est le phénomène non linéaire le plus simple pour étudier les coefficients non linéaires d'ordre 2 d'un matériau. Deux photons à une longueur d'onde λ (fréquence ω) interagissent avec un matériau. Ils sont combinés pour donner un photon à une longueur d'onde $\lambda/2$. L'intensité de la seconde harmonique générée $I_{2\omega}$ est reliée à celle de la pompe I_ω par l'équation suivante :

$$I_{2\omega}(z) = \frac{2\pi^2}{\varepsilon_0 c \lambda^2} * \frac{1}{n_\omega^2 n_{2\omega}} (\chi(2))^2 I_\omega(0)^2 \left[\frac{\sin\left(\frac{\Delta k z}{2}\right)}{\frac{\Delta k}{2}} \right]^2 \quad (22)$$

où ε_0 est la permittivité du vide, n_ω et $n_{2\omega}$ sont les indices effectifs à la fréquence de la pompe et de la seconde harmonique, $\chi(2)$ le tenseur de susceptibilité d'ordre 2 qui traduit la réponse du matériau à la propagation de l'onde électromagnétique, z direction de propagation. Enfin Δk est le terme traduisant le désaccord de phase entre l'onde se propageant à la fréquence de ω et celle à 2ω . Il est défini par

$$\Delta k = k_{2\omega} - 2k_{\omega} \quad (23)$$

La valeur de $\Delta k=0$ correspond à la situation où la pompe et la seconde harmonique générée se propagent à la même vitesse. Ce cas est appelé condition d'accord de phase.

Si les deux ondes ne se propagent pas à la même vitesse, l'intensité $I_{2\omega}$ sera maximale lorsque le produit $\Delta k z$ sera égal à un multiple impair de π . Par conséquent, une longueur caractéristique est définie traduisant ce phénomène : la longueur de cohérence L_c . Elle est définie comme :

$$L_c = \frac{\pi}{\Delta k} = \frac{\lambda}{4|(n_{\omega} - n_{2\omega})|} \quad (24)$$

Le maximum d'intensité de la seconde harmonique sera obtenu à tous les multiples impairs de L_c . Pour les multiples pairs, l'intensité $I_{2\omega}$ sera nulle. Cette modulation périodique de l'intensité de l'harmonique générée est illustrée par la Fig. 123 où la puissance de la seconde harmonique est reportée en fonction de la longueur de propagation. Entre deux longueurs de cohérence consécutives, les photons de la seconde harmonique sont reconvertis de nouveau vers les photons de la pompe.

La situation la plus favorable pour la génération de la seconde harmonique est le cas où $\Delta k=0$ autrement dit le cas de l'accord de phase, Fig. 124. Dans ce cas, la puissance de l'harmonique générée augmente avec la longueur de propagation dans le milieu. Cependant, dans la plupart des cas cette situation est difficilement réalisable à cause de la dispersion du matériau même si la biréfringence de certains matériaux comme le niobate de lithium (LiNbO_3) peut être utilisée pour réaliser un accord de phase.

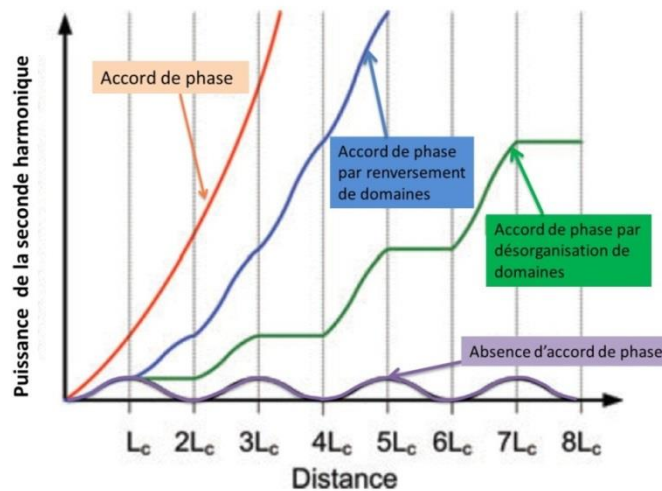


Figure 124: Puissance de la seconde harmonique en fonction de la longueur de propagation.

Plusieurs approches existent pour obtenir un accord de phase ou quasi accord de phase dans des structures intégrées. Les stratégies les plus utilisées dans la littérature sont présentées ci-dessus.

3.2.2. Accord de phase et quasi accord de phase

a) Accord de phase modal

En ajustant la configuration géométrique du guide, c'est-à-dire la largeur et la profondeur de gravure il est possible d'égaliser les indices effectifs des modes guidés à la longueur d'onde de la pompe et de la seconde harmonique. Ainsi, Avrutsky et al. [142] ont réalisé un accord de phase modal avec les guides SOI contraints par une couche de nitrure pour un mode TE à longueur d'onde de pompe égale à $2.94 \mu\text{m}$ et un mode TM à une longueur d'onde $1.47 \mu\text{m}$. Avec cette méthode l'efficacité de conversion optimale est obtenue lorsque l'accord de phase est réalisé entre les modes fondamentaux : celui de la pompe et celui de l'harmonique générée. Lorsque cet accord de phase est réalisé en utilisant les modes d'ordre supérieur l'efficacité de conversion sera plus basse car cette dernière est proportionnelle à l'intégrale de recouvrement entre les modes [143].

b) Quasi accord de phase par renversement de domaines

Le quasi accord de phase par renversement de domaines consiste à inverser le signe de la susceptibilité à chaque longueur de cohérence (Fig. 125). En procédant ainsi, le sens du flux d'énergie est conservé le long de la propagation: la conversion se fait toujours de la pompe vers la seconde harmonique sans reversion possible des photons de la seconde harmonique. Le procédé utilisé pour l'inversion de signe de $\chi(2)$ dépend du matériau. Par exemple dans le cas de lithium niobate cette inversion peut être réalisée grâce à la diffusion de titane [145]

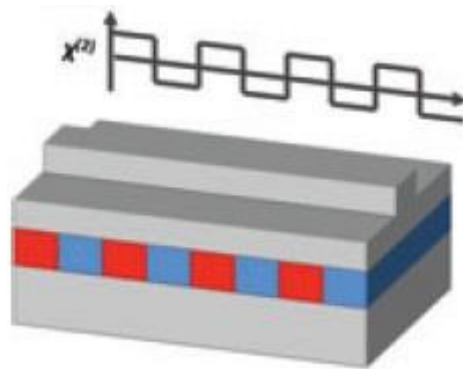


Figure 125: Quasi accord de phase par renversement de domaines, issu de [144].

L'utilisation de cette technique peut présenter des contraintes technologiques lors de la fabrication de ces structures, et n'est pas forcément utilisable pour tous les matériaux.

c) Quasi accord de phase assisté par réseau

Enfin le quasi accord de phase assisté par réseau consiste à utiliser un réseau gravé sur la surface du guide d'onde pour apporter une contribution supplémentaire au terme de désaccord

de phase permettant ainsi d'annuler le déphasage entre l'harmonique et la pompe [146]. Pour un réseau d'ordre 1 cela est traduit par l'équation:

$$\Delta k - \frac{2\pi}{\Lambda} = 0 \quad (25)$$

où $2\pi/\Lambda$ est la contribution du réseau et Λ est le pas du réseau et Δk est le terme de désaccord de phase. L'utilisation des ordres de diffraction supérieurs est possible mais l'efficacité sera grandement atténuée. La Fig. 126 illustre un quasi accord de phase à l'aide d'un réseau fabriqué sur un guide d'onde comprenant des puits quantiques GaInP [147]. Cette stratégie est avantageuse car ne requiert pas un travail complexe sur le matériau.

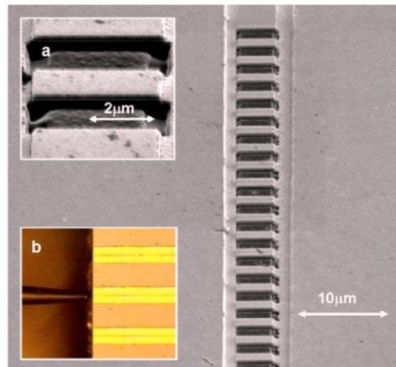


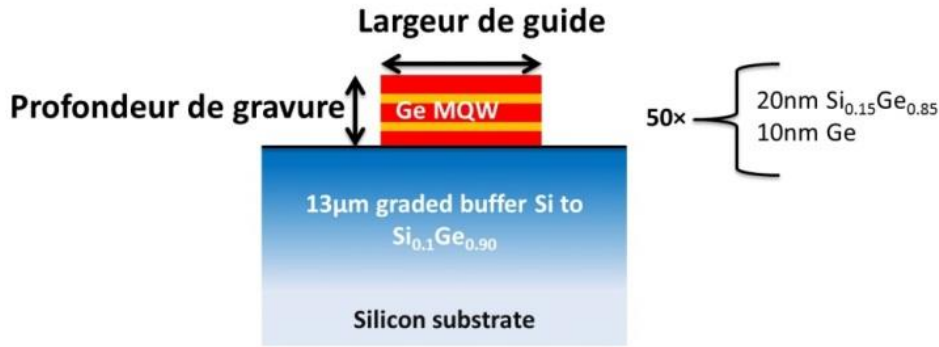
Figure 126 : Exemple de réseau utilisé pour le quasi accord de phase lors de la génération de seconde harmonique, issu de [147].

3.3. Conception des structures de test de la génération de seconde harmonique dans les puits quantiques

3.3.1. Optimisation du confinement

Dans un premier temps il est nécessaire d'évaluer le confinement de la pompe dans la région d'intérêt. Il est indispensable que la pompe soit fortement confinée dans la région des puits quantiques. En effet les coefficients du tenseur non linéaire pour les puits quantiques Ge/SiGe sont inconnus et sont potentiellement faibles. Par conséquent il est nécessaire d'avoir un maximum de puissance localisé dans la région d'intérêt. La longueur d'onde de pompe est fixée à $\lambda=5.7 \mu\text{m}$, cette longueur d'onde correspond à l'un des maxima d'émission de laser MIR. La seconde harmonique est donc attendue à la longueur d'onde de $2.85 \mu\text{m}$.

La première structure étudiée est formée d'un empilement de 50 puits quantiques Ge/SiGe sur un buffer graduel épais ($13 \mu\text{m}$), représentée figure 127. Le confinement optique a été étudié dans ces guides, en fonction de la profondeur de gravure (de 1.5 à $10 \mu\text{m}$) et de la largeur du guide (de 1 à $10 \mu\text{m}$). Le calcul des facteurs de confinement Γ_{TE} et Γ_{TM} pour les polarisations TE et TM respectivement est reporté sur la Fig. 128 à titre d'exemple pour des guides de largeur de 4 , 6 et $10 \mu\text{m}$.



Une profondeur de gravure de 1.5 µm équivaut à graver les 50 puits quantiques. La profondeur de gravure supérieure à 1.5 µm équivaut à graver dans le buffer graduel

Figure 127: Structure épitaxiale étudiée: 50 puits quantiques sur buffer graduel de 13 µm.

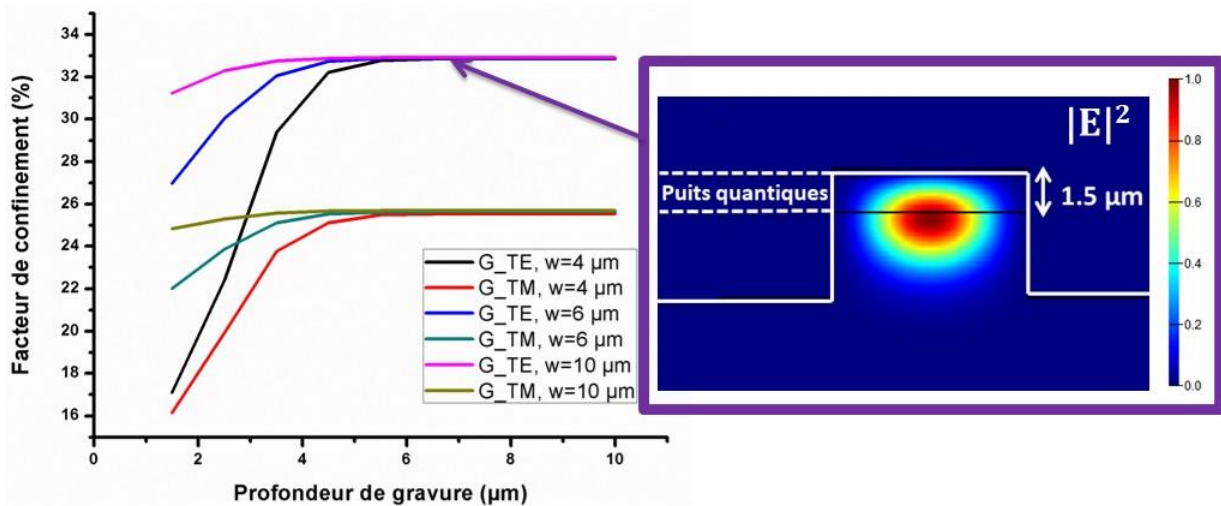


Figure 128: Evolution du facteur de confinement dans les puits quantiques en fonction de la profondeur de gravure pour un guide d'une largeur de 10 µm en polarisation TE et TM.

Le facteur de confinement maximal obtenu pour en polarisation TE est de 33%. En polarisation TM ce facteur de confinement est encore plus faible : un maximum de 25.6% est atteint. Ces valeurs restent faibles pour envisager d'utiliser cette structure pour tester la génération de seconde harmonique.

J'ai donc proposé de modifier la structure épitaxiale pour augmenter le confinement optique dans les puits quantique. Une structure à double buffer graduel a été conçue à cet effet. La vue schématique de la structure et l'évolution de l'indice de réfraction dans la direction de croissance sont représentés sur la Fig. 129. Un premier buffer graduel de 5 µm est utilisé pour augmenter la concentration de Ge dans l'alliage jusqu'à 50%. Ce premier buffer présente la variation de la concentration en Ge en fonction de l'épaisseur épitaxiée de 10%/µm

comparable à celle des buffers épais classiques (6-7%/μm). Le buffer est nécessaire pour obtenir une couche de 2μm de $\text{Si}_{0.5}\text{Ge}_{0.5}$ (qui est déposée par la suite) avec une densité de dislocations faible, de l'ordre de $3 \times 10^6 \text{cm}^{-2}$. Elle servira de « barrière » permettant de mieux confiner le mode optique dans les couches supérieures. Par la suite, un buffer graduel de 1μm est réalisé pour augmenter la concentration de Ge de 50% à 90% (40%/μm) dans l'alliage et pour augmenter drastiquement le facteur de confinement dans les puits quantiques. Enfin, les puits quantiques Ge/SiGe sont déposés pour servir de région active pour la génération de seconde harmonique. La TDD typique pour une telle structure est de l'ordre de $2 \times 10^8 \text{cm}^{-2}$ [148], soit deux ordres de magnitude de plus si on la compare au buffer graduel « standard ». Cependant, pour des longueurs d'onde de MIR, le mode optique est moins sensible aux défauts générés par épitaxie : la longueur d'onde est plus grande par rapport à la taille des défauts que pour les longueurs d'ondes de proche infrarouge par conséquent une densité de dislocations plus élevée peut probablement être tolérée.

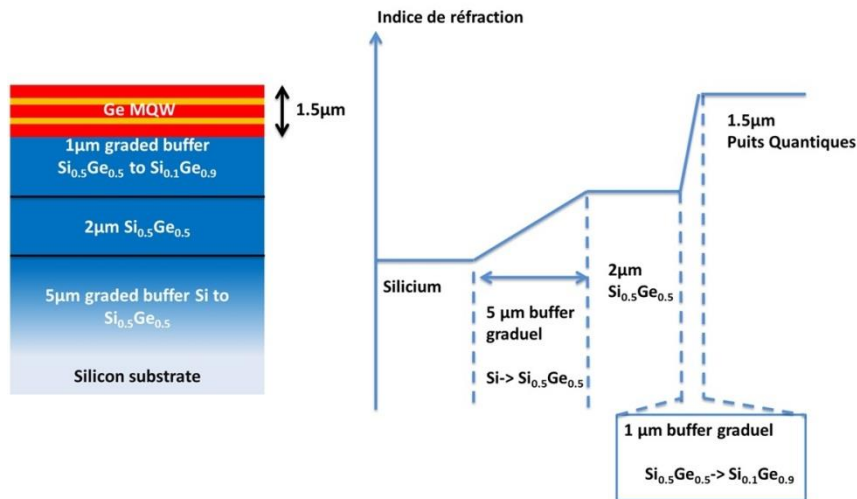


Figure 129: Structure à double buffer graduel et évolution de l'indice de réfraction.

Grâce à cette structure à double buffer graduel le facteur de confinement est grandement amélioré dans la région des puits quantiques, comme on peut le voir sur la Fig. 130. Une profondeur de gravure de 2.5 μm permet d'atteindre des facteurs de recouvrement de la pompe dans les puits quantiques de 58%.

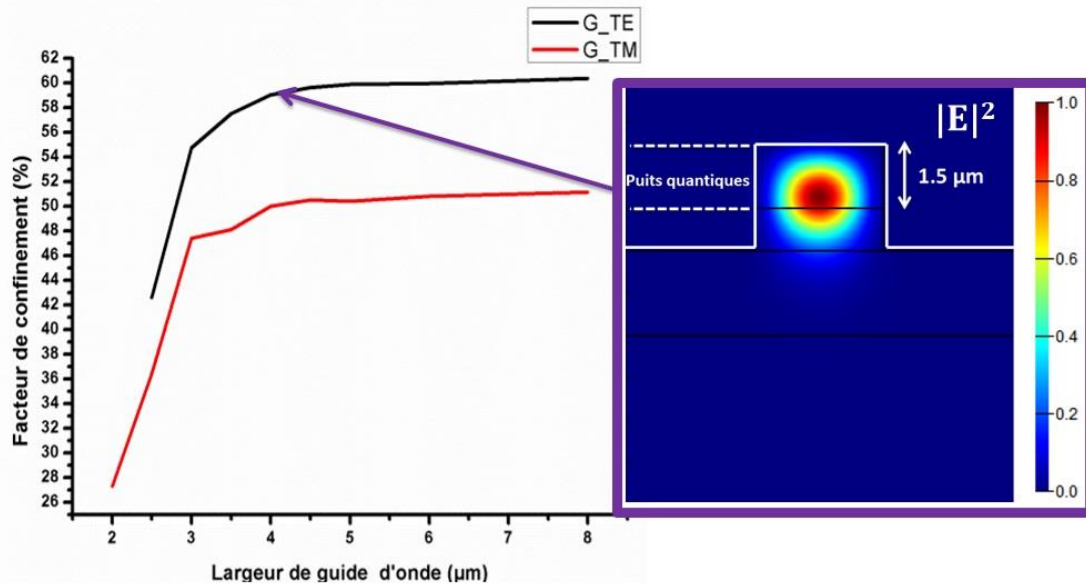


Figure 130: Evolution du confinement dans les puits quantiques en fonction de la largeur du guide d'onde pour les deux polarisations et pour une profondeur de gravure de 2.5 μm .

Le confinement dans la région des puits n'est pas le seul paramètre à prendre en considération. En effet, l'efficacité de conversion dépend également de l'intégrale de recouvrement R entre les modes optiques de la pompe et de la seconde harmonique. Sur la Fig. 131 sont montrés les profils de mode optiques pour la structure à double buffer graduel en polarisation TE et TM aux longueurs d'onde de la pompe et de la seconde harmonique.

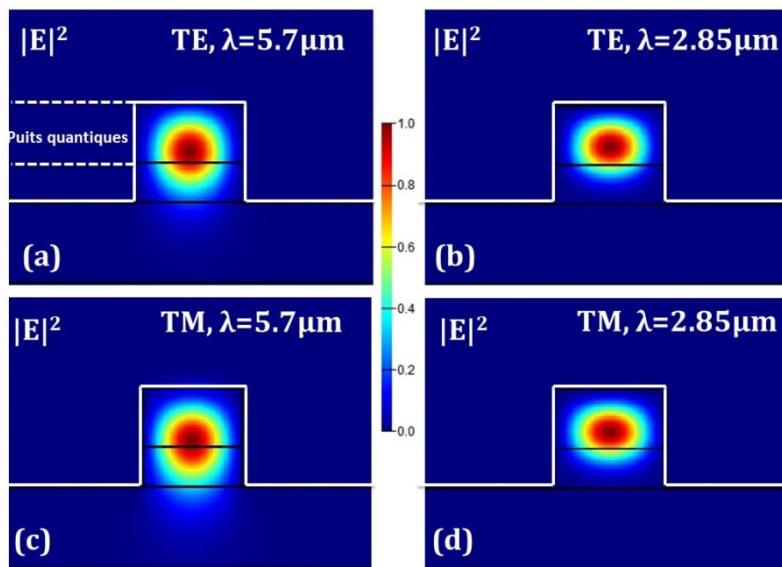


Figure 131: Modes optiques pour un guide de largeur 4 μm et de profondeur gravée 2.5 μm en polarisation TE (a) $\lambda=5.7 \mu\text{m}$ et (b) $\lambda=2.85 \mu\text{m}$ et en polarisation TM (c) $\lambda=5.7 \mu\text{m}$ et (d) $\lambda=2.85 \mu\text{m}$.

Ainsi, le confinement de la pompe et de la seconde harmonique principalement dans la région des puits quantiques est bien visible : l'intégrale de recouvrement pour les modes de la même

polarisation pour les largeurs de guide supérieures à 3.5 μm dépasse 80%. L'intégrale de recouvrement pour les modes de la pompe et de la seconde harmonique a été calculée avec le solveur de mode optique de Lumerical [149], équation (26) :

$$I = \left| \text{Re} \left[\frac{\left(\int \vec{E}_1 \times \vec{H}_2^* d\vec{S} \right) \left(\int \vec{E}_2 \times \vec{H}_1^* d\vec{S} \right)}{\left(\int \vec{E}_1 \times \vec{H}_1^* d\vec{S} \right) \left(\int \vec{E}_2 \times \vec{H}_2^* d\vec{S} \right)} \right] \right| \quad (26)$$

où \vec{E}_1, \vec{H}_1 correspondent au champ électrique et magnétique du mode de la pompe, \vec{E}_2, \vec{H}_2 correspondent au champ électrique et magnétique du mode de la seconde harmonique, et $*$ correspond au complexe conjugué.

3.3.2. Accord de phase modal et quasi accord de phase

Après avoir optimisé le confinement et le recouvrement entre les modes optiques de la pompe et de la seconde harmonique, il est nécessaire de s'intéresser au problème de l'accord de phase afin de maximiser le rendement de conversion. La première technique qui a été évaluée est celle de l'accord de phase modal. La structure optimisée pour le confinement optique a été retenue, avec une profondeur de gravure de 2.5 μm . L'indice effectif des modes de la pompe (5.7 μm) et de la seconde harmonique (2.85 μm) ont été évalués en fonction de la largeur du guide d'onde pour les polarisations TE et TM. Les résultats des simulations sont reportés sur la Fig. 132. On peut constater que les indices effectifs pour la pompe et pour la seconde harmonique ne se croisent jamais, que ce soit pour les modes fondamentaux ou les modes d'ordre supérieurs.

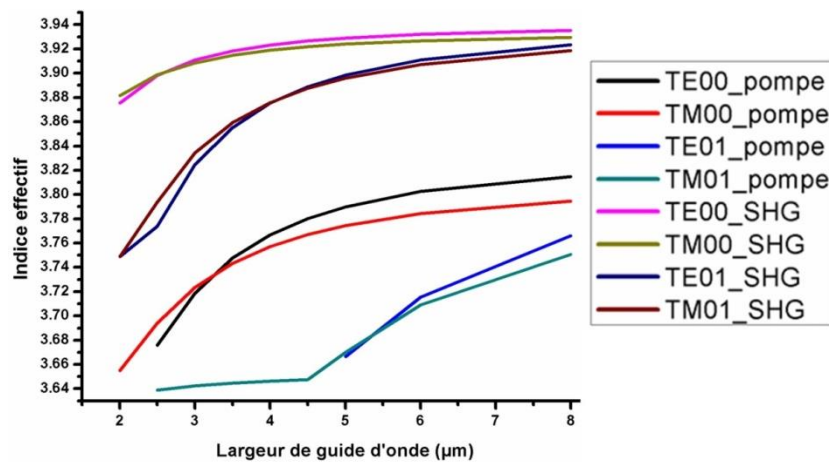


Figure 132: Variation de l'indice effectif des 2 premiers modes pour la pompe ($\lambda=5.7\mu\text{m}$) et la seconde harmonique (SHG, $\lambda=2.85\mu\text{m}$) pour les polarisations TE et TM.

L'accord de phase modal n'est donc pas envisageable. Il a été décidé donc d'utiliser un quasi accord de phase assisté par réseau, qui est plus simple à mettre en place que les techniques de renversement de domaine, notamment parce que le tenseur de susceptibilité est inconnu. Grâce à l'équation (25) et le calcul des indices effectifs, le pas du réseau a été calculé pour chaque largeur de guide et pour les deux polarisations. Les résultats des calculs sont

regroupés sur la Fig. 133. La conversion entre deux polarisations différentes est envisagée car cette dernière dépend des composants non nulles du tenseur de susceptibilité. Les périodes obtenues sont entre 13 et 25 μm . La période est d'autant plus petite que l'écart entre les indices effectifs des modes de la pompe et de la seconde harmonique est grand. La profondeur de corrugation a été fixée à 200 nm mais sera un paramètre qui pourra varier lors des futures fabrications. Notamment, une étude de l'influence de la profondeur de gravure sur l'efficacité de conversion est envisagée dans le cas de mise en évidence de la génération de seconde harmonique.

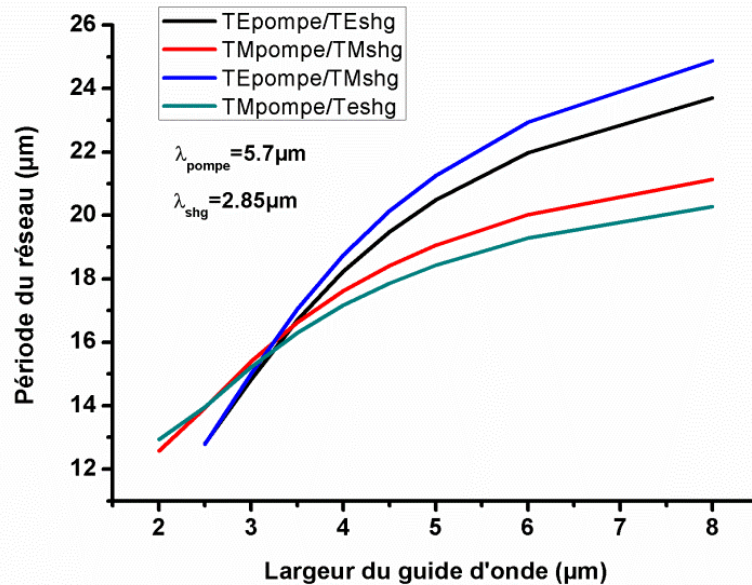


Figure 133: Période du réseau nécessaire pour obtenir un quasi accord de phase en fonction de la largeur du guide d'onde pour les différentes configurations de génération de seconde harmonique possibles.

3.3.3 Fabrication des dispositifs de test pour la génération de seconde harmonique dans les puits quantiques Ge/SiGe

Pour l'étude de la génération de seconde harmonique 4 structures épitaxiales sont utilisés. Leur vue en coupe est détaillée sur la Fig. 134

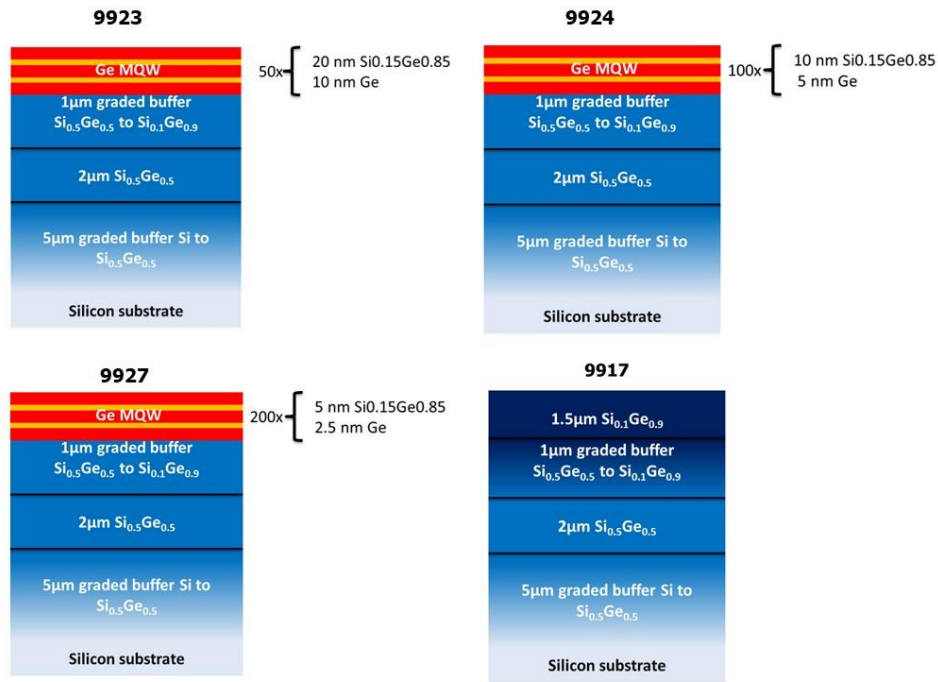


Figure 134: Structures épitaxiales utilisées pour l'étude de la génération de seconde harmonique dans les puits quantiques Ge/SiGe.

Pour obtenir différentes valeurs de contrainte et de gradient de contraintes dans les puits nous avons choisi de faire varier l'épaisseur de la couche Ge de 2.5 à 10 nm. Dans tous les cas l'épaisseur totale cumulée des puits quantiques est constante et fixée à 1.5 μm , ce qui est obtenu en faisant varier le nombre de périodes. L'empilement 9917 servira de référence pour les mesures.

Les dimensions de structures conçues pour la génération de seconde harmonique sont compatibles avec la résolution de la lithographie optique. Le procédé est réalisé en 3 étapes décrites ci-dessous.

Niveau 1:

Ce niveau consiste à fabriquer les corrugations sur la surface de la puce. Les corrugations sont fabriquées d'abord car c'est l'étape la plus critique du procédé. En effet nous utilisons une lithographie par contact. Pour limiter les effets de la diffraction sur la forme des motifs les corrugations doivent donc être fabriquées sur une surface plane. De plus, les corrugations ont une profondeur de gravure plus faible que celle de l'étape suivante, il sera ainsi plus facile d'aligner les deux niveaux entre eux lorsque le niveau correspondant à la gravure la plus faible est réalisé en premier.

La lithographie est réalisée en utilisant la résine UVIII avec une épaisseur réduite à 400 nm pour une meilleure résolution. Fig. 135(a), (b), (c) Une lithographie avec un contact sous vide est réalisée. Les paramètres d'insolation et de développement sont identiques à ceux utilisés pour la fabrication des MZI au Chapitre III.

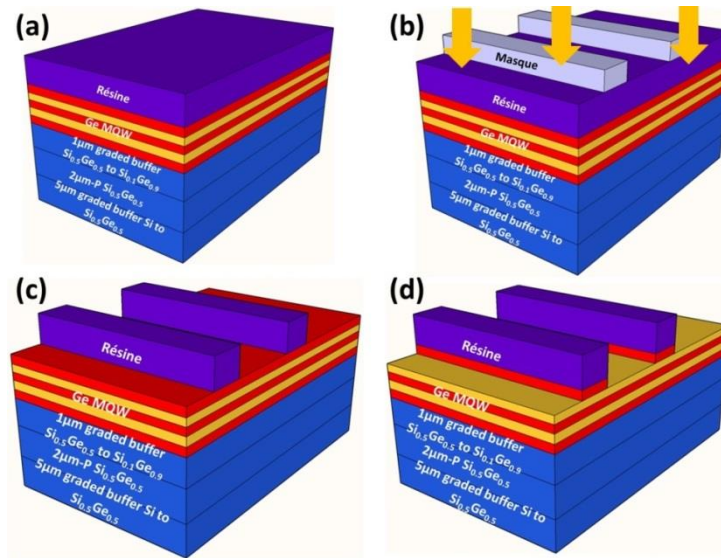


Figure 135: Niveau 1, (a) enrésinement, (b) lithographie, (c) développement, (d) gravure.

Puis une gravure est réalisée pour une profondeur de gravure comprise entre 100 et 500 nm dans le bâti ICP. Un traitement avec une solution de H_2O_2 est réalisé après la gravure pour adoucir la rugosité. Enfin la résine restante est nettoyée de nouveau avec acétone et isopropanol.

Niveau 2:

La seconde étape consiste à fabriquer le guide d'onde. La vue schématique du procédé est détaillée sur la Fig. 136. L'enrésinement (Fig. 136(a)) est réalisé avec les mêmes paramètres que pour le niveau 1. La lithographie et le développement sont réalisés ensuite (Fig. 135(c) et (d)). Il est à noter que la largeur des corrugations est prise délibérément plus large que celle du guide d'onde pour faciliter l'alignement entre les niveaux: $2\mu m$ de part et d'autre du guide. Puis l'échantillon est gravé à l'ICP de $2.5\mu m$: la gravure s'arrête sur la couche $Si_{0.5}Ge_{0.5}$. Un traitement avec H_2O_2 est de nouveau réalisé pour adoucir la rugosité des guides d'onde.

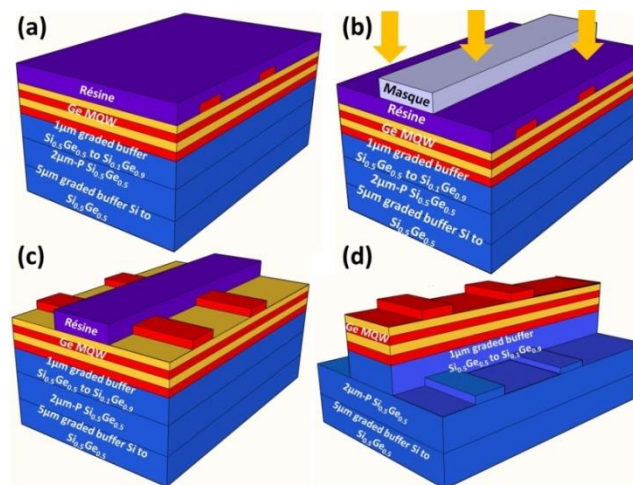


Figure 136 : Niveau 2 fabrication des guide d'ondes (a) enrésinement, (b) lithographie, (c) développement (d) gravure, traitement H_2O_2 et nettoyage de résine.

Niveau 3 :

Cette étape consiste à réaliser une gravure profonde qui a un double rôle: fabriquer les facettes pour injecter la lumière dans le guide d'onde et isoler les guides d'ondes les uns des autres. Ce procédé a été déjà détaillé pour les autres composants. Une vue au microscope optique de l'échantillon profondément gravé est présentée sur la Fig. 137 avec un zoom sur la corrugation fabriquée sur la surface du guide d'onde.

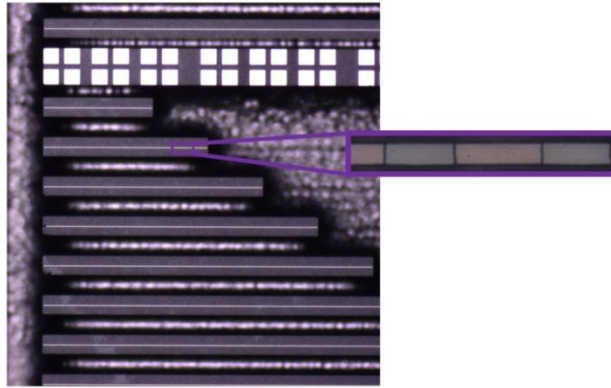


Figure 137: Vue au microscope optique de l'échantillon fabriqué pour la génération de seconde harmonique avec un réseau gravé sur la surface du guide d'onde pour obtenir un accord de phase.

La fabrication des échantillons vient d'être terminée, et leur caractérisation sera effectuée prochainement.

4. Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre les circuits passifs en $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riche en Ge ont été étudiés. Tout d'abord une preuve de concept a été réalisée en démontrant des guides à faibles pertes à une longueur d'onde de $4.6 \mu\text{m}$. Puis, pour prouver le potentiel de la plateforme les circuits passifs ultra-large bande ont été conçus, fabriqués et caractérisés entre les longueurs d'onde de 5.5 à $8.6 \mu\text{m}$. Deux résultats majeurs ont été obtenus. Premièrement, les guides d'ondes $\text{Si}_{0.2}\text{Ge}_{0.8}$ possèdent des pertes inférieures à 3 dB/cm sur toute la plage spectrale entre 5.5 et $8.6 \mu\text{m}$ et aucune coupure n'est observée après $\lambda=8 \mu\text{m}$. Deuxièmement, des MMI et MZI ultra-large bande ont été obtenus expérimentalement entre 5.5 et $8.6 \mu\text{m}$. A présent, le fonctionnement de ces structures n'est limité que par la plage de longueurs d'ondes adressables par le laser. Les simulations numériques montrent que le même MMI a une bande passante en polarisation TE de $3.5 \mu\text{m}$ en longueur d'onde (entre 5.5 et $9 \mu\text{m}$) et d'une octave en polarisation TM (de 5.5 et $11 \mu\text{m}$). L'origine de ce comportement large bande est lié au gradient d'indice créé par le buffer graduel et à faible dispersion des indices de réfraction de Ge et de Si dans la région de MIR.

La deuxième partie a été consacrée à l'étude des coefficients non linéaires d'ordre 3 et 2 des alliages $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riches en Ge pour la future réalisation des sources non linéaires sur la

plateforme $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riche en Ge. Ainsi, dans un premier temps les coefficients non linéaires n_2 et β_{TPA} des alliages $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riches en Ge ont été évalués. Cette étude a permis d'étudier finement le comportement de l'alliage autour de la concentration de 80%, celle au-delà de laquelle le matériau devient Ge-like. La validité des modèles théoriques a été discutée. Cette étude permettra par la suite de prédire par extrapolation les coefficients non linéaires des alliages $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ dans le MIR. Pour obtenir des sources non linéaires efficaces il est préférable d'utiliser les mécanismes de conversion non linéaires d'ordre 2 plutôt que l'ordre 3. Dans les matériaux centro-symétriques, sous l'effet de la contrainte, le tenseur de susceptibilité possède des coefficients non nuls. Les puits quantiques Ge/SiGe ont été choisis pour leur propriété de brisure de symétrie à l'interface entre les couches afin de démontrer le phénomène de génération de la seconde harmonique sur la plateforme $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riche en Ge. La structure épitaxiale a été optimisée pour contenir efficacement la longueur d'onde de la pompe dans la région active formée par les puits quantiques Ge/SiGe. Une stratégie d'accord de phase assistée par réseau a été retenue pour augmenter l'efficacité de conversion. Les échantillons tests ont été fabriqués et leur caractérisation sera réalisée prochainement.

Conclusion générale

Le travail présenté dans ce manuscrit porte sur l'étude de composants optoélectroniques à base d'alliages SiGe riches en Ge pour le proche et moyen infrarouge.

La première partie de ce travail était consacrée à la démonstration d'un modulateur à électroréfraction à base de puits quantiques Ge/SiGe. Pour atteindre ce but, dans un premier temps un nouveau type de région active a été étudié : les puits quantiques Ge/SiGe couplés. Un effet d'électroréfraction géant a été expérimentalement démontré avec cette structure. Une variation de l'indice de réfraction de 2.3×10^{-3} sous une tension de 1.5 V seulement a été obtenue ce qui correspond à un $V_{\pi}L_{\pi}$ de 0.046 V.cm. Ce résultat, permet d'envisager la démonstration de modulateurs à électroréfraction compacts et fonctionnant avec des tensions de commande inférieures à 2V. En revanche, comme l'effet obtenu ne peut pas être utilisé sans une structure interférométrique, les briques de base passives ont été développées sur la plateforme passive $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riche en Ge sur buffer graduel. Les virages, MMI et interféromètres de Mach Zehnder ont été conçus, fabriqués et caractérisés expérimentalement. Des virages avec un rayon de courbure de 12 μm ont été obtenus ainsi que des interféromètres de Mach-Zehnder avec un taux d'extinction supérieur à 10 dB fonctionnant en polarisation TE et TM. La sensibilité à la polarisation des structures passives a été évaluée par simulations numériques et des structures insensibles à la polarisation sont proposées avec une grande tolérance à la fabrication. Enfin, avec le développement de la plateforme passive et la démonstration de l'efficacité de la région active, un modulateur à électroréfraction à base de puits quantiques Ge/SiGe a été conçu et fabriqué. La fabrication du composant a nécessité le développement d'un nouveau procédé technologique composé de 7 niveaux de lithographie électronique. Une solution originale a été proposée pour la réalisation des coupleurs afin de résoudre le problème de la contrainte dans la résine. Les résultats préliminaires de caractérisations sont présentés. Un mélange d'effet d'électroréfraction et d'effet thermique est observé. Les deux effets ne sont pas dissociables à présent. Le procédé technologique a été amélioré pour la seconde génération de dispositifs afin de garantir la fabrication des diodes avec un courant inverse suffisamment bas.

La deuxième partie de ce manuscrit porte sur le développement de la plateforme $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riche en Ge sur le buffer graduel dans le moyen infrarouge. Tout d'abord, la viabilité de la plateforme a été testée à une longueur d'onde de 4.6 μm avec des guides d'ondes faiblement gravés (profondeur de gravure de 1.5 μm). Les pertes de propagation inférieures à 3 dB/cm ont été obtenues pour les deux polarisations. Ensuite, des guides d'ondes très large bande ont été démontrés expérimentalement en adaptant le guide d'onde aux grandes longueurs d'onde. Le résultat majeur de cette étude est l'obtention des guides avec des pertes de propagation inférieures à 3 dB/cm sur toute la gamme spectrale entre 5.5 et 8.6 μm . Aucune coupure ou dégradation des performances n'est observée au-delà de 8 μm . A base de ces guides d'ondes, des MMI et des interféromètres de Mach-Zehnder asymétriques très large bande ont été conçus et fabriqués. De façon remarquable, les structures caractérisées sont fonctionnelles entre 5.5 et 8.6 μm à la fois en polarisation TE et TM. De plus, les simulations numériques

montrent qu'en polarisation TE la bande passante du dispositif peut atteindre $3.5 \mu\text{m}$. Le même dispositif peut avoir une bande passante d'une octave en TM : de 5.5 à $11 \mu\text{m}$. Cette étude ouvre des nouvelles perspectives pour la nouvelle plateforme photonique dans le moyen infrarouge. Ainsi, des spectromètres à transformée de Fourier ultra-large bande peuvent être démontrés dans un futur proche.

Le développement de la plateforme passive a été suivi par l'évaluation des coefficients non linéaires d'ordre 3 des guides $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riches en Ge. L'étude montre la validité des modèles théoriques et la possibilité de leur utilisation pour prédire le comportement non linéaire des guides dans le moyen infrarouge.

Enfin, des structures pour la génération de seconde harmonique à base de puits quantiques Ge/SiGe pour l'étude des coefficients non linéaire du seconde ordre ont été conçues. La conception a nécessité un effort particulier pour l'optimisation de l'empilement épitaxial afin de confiner la pompe dans la région des puits quantiques. Les stratégies d'accord de phase ont été étudiées et le quasi accord de phase assisté par réseau a été choisi. Les structures tests sont fabriquées et leur caractérisation sera effectuée prochainement.

Le présent travail ouvre des nouvelles perspectives pour la réalisation et l'utilisation des dispositifs photoniques intégrés à base d'alliages SiGe riches en Ge dans les régions spectrales du proche et moyen infrarouge.

La démonstration des virages compacts à $1.55 \mu\text{m}$ rend possible le développement de structures plus avancées afin d'obtenir une plateforme complète pour les télécommunications. Ainsi, la prochaine étape consistera à démontrer des fonctions de filtrage utilisant des résonateurs en anneau et des fonctions de multiplexage à base d'AWG ou de résonateurs en anneau. De plus, en s'appuyant sur les résultats théoriques obtenus dans cette thèse, il est possible d'envisager la démonstration d'une prochaine génération de dispositifs passifs SiGe insensibles à la polarisation de la lumière. En ce qui concerne le développement des modulateurs à électroréfraction de type Mach-Zehnder, l'utilisation des régions actives à puits couplés aboutira à la démonstration d'un modulateur à électroréfraction compact fonctionnant avec une tension de commande inférieure à 2 V . Le procédé technologique nécessaire à la fabrication du modulateur est à présent développé et les différentes étapes sont validées grâce à la première génération des dispositifs. Le procédé amélioré en prenant en compte les résultats préliminaires est mis en place.

Concernant les travaux dans le MIR, la démonstration des premières structures large bande telles que les guides d'ondes, les MMI et les interféromètres de Mach Zehnder permet d'obtenir une solide base pour le développement des éléments nécessaires à la construction d'une plateforme spectroscopique large bande. Le prochain objectif est la démonstration de structures résonantes sur la plateforme SiGe. En effet les cavités avec des grands facteurs de qualité vont par la suite être utilisées pour renforcer l'interaction lumière-matière que ce soit pour la détection de molécules d'intérêt ou pour la réalisation de sources non linéaires dans le moyen infrarouge. Dans ce contexte, les études réalisées sur les coefficients non linéaires d'ordre 2 et 3 ouvrent la voie à la conception des dispositifs exploitant les effets non linéaires

tels que les sources large bande ou les détecteurs basés sur des conversions de fréquence, du MIR vers le proche infra-rouge.

Références

- [1] <https://www.cisco.com/c/en/us/solutions/collateral/service-provider/visual-networking-index-vni/vni-hyperconnectivity-wp.html>
- [2] <https://www.google.fr/about/datacenters/>
- [3] https://www.theregister.co.uk/2011/11/29/cisco_cloud_data_center_traffic_index/
- [4] Uddin, M., Darabidarabkhani, Y., Shah, A., & Memon, J. Evaluating power efficient algorithms for efficiency and carbon emissions in cloud data centers: A review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 51, 1553-1563. (2015).
- [5] Liljeberg, T. Silicon photonics and the future of optical connectivity in the data center. In *IEEE Optical Interconnects Conference (OI)*, 2017 (pp. 1-2). IEEE. (2017, June).
- [6] <http://onboardoptics.org/>
- [7] <https://www.imec-int.com/en/articles/silicon-photonics-a-scaling-path-towards-terabit-s-data-center-networks>
- [8] Fang, A. W., Park, H., Cohen, O., Jones, R., Paniccia, M. J., & Bowers, J. E. Electrically pumped hybrid AlGaInAs-silicon evanescent laser. *Optics Express*, 14(20), 9203-9210. (2006).
- [9] Duan, G. H., Jany, C., Le Liepvre, A., Accard, A., Lamponi, M., Make, D., ... & Fedeli, J. M. sc. *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, 20(4), 158-170. (2014).
- [10] Ferrotti, T., Blampey, B., Jany, C., Duprez, H., Chantre, A., Boeuf, F., ... & Bakir, B. B. Co-integrated 1.3 μm hybrid III-V/silicon tunable laser and silicon Mach-Zehnder modulator operating at 25Gb/s. *Optics Express*, 24(26), 30379-30401. (2016).
- [11] Abbasi, A., Verbist, J., Van Kerrebrouck, J., Lelarge, F., Duan, G. H., Yin, X., ... & Morthier, G. 28 Gb/s direct modulation heterogeneously integrated C-band InP/SOI DFB laser. *Optics Express*, 23(20), 26479-26485. (2015).
- [12] Bakir, B. B., Descos, A., Olivier, N., Bordel, D., Grosse, P., Augendre, E., ... & Fedeli, J. M. Electrically driven hybrid Si/III-V Fabry-Pérot lasers based on adiabatic mode transformers. *Optics Express*, 19(11), 10317-10325. (2011).
- [13] Moscoso-Martir A., Merget F., Mueller J., Hauck J., Shen Bin, Lelarge F., Brenot R., Garreau A., Mentovich E., Sandomirsky A., Badihi A., Rasmussen D. E., Setter R., Witzens J. Hybrid Silicon Photonics Flip-Chip Laser Integration With Vertical Self-Alignment, in *Laser Science to Photonics Applications (CLEO) Pacific Rim*, (2017).
- [14] Luo, X., Cao, Y., Song, J., Hu, X., Cheng, Y., Li, C., ... & Wang, Q. J. High-throughput multiple dies-to-wafer bonding technology and III/V-on-Si hybrid lasers for heterogeneous

integration of optoelectronic integrated circuits. *Photonic Integration and Photonics-Electronics Convergence on Silicon Platform*, 45. (2015).

[15] Duan, G. H., Jany, C., Le Liepvre, A., Accard, A., Lamponi, M., Make, D., ... & Fedeli, J. M. Hybrid III-V on Silicon Lasers for Photonic Integrated Circuits on Silicon. *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, 20(4), 158-170. (2014).

[16] Camacho-Aguilera, R. E., Cai, Y., Patel, N., Bessette, J. T., Romagnoli, M., Kimerling, L. C., & Michel, J. An electrically pumped germanium laser. *Optics Express*, 20(10), 11316-11320. (2012).

[17] Koerner, R., Oehme, M., Gollhofer, M., Schmid, M., Kostecki, K., Bechler, S., ... & Schulze, J. Electrically pumped lasing from Ge Fabry-Perot resonators on Si. *Optics Express*, 23(11), 14815-14822. (2015).

[18] Virost, L., Crozat, P., Fédéli, J. M., Hartmann, J. M., Marris-Morini, D., Cassan, E., ... & Vivien, L. Germanium avalanche receiver for low power interconnects. *Nature communications*, 5, 4957. (2014).

[19] Ahn, D., Hong, C. Y., Liu, J., Giziewicz, W., Beals, M., Kimerling, L. C., ... & Kärtner, F. X. High performance, waveguide integrated Ge photodetectors. *Optics Express*, 15(7), 3916-3921. (2007).

[20] Feng, D., Liao, S., Dong, P., Feng, N. N., Liang, H., Zheng, D., ... & Krishnamoorthy, A. V. High-speed Ge photodetector monolithically integrated with large cross-section silicon-on-insulator waveguide. *Applied Physics Letters*, 95(26), 261105. (2009).

[21] Miller, D. A. Energy consumption in optical modulators for interconnects. *Optics Express*, 20(102), A293-A308. (2012).

[22] Cocorullo, G., Della Corte, F. G., & Rendina, I. Temperature dependence of the thermo-optic coefficient in crystalline silicon between room temperature and 550 K at the wavelength of 1523 nm. *Applied physics letters*, 74(22), 3338-3340. (1999).

[23] Perez-Galacho, D., Baudot, C., Hirtzlin, T., Messaoudène, S., Vulliet, N., Crozat, P., ... & Marris-Morini, D. Low voltage 25Gbps silicon Mach-Zehnder modulator in the O-band. *Optics Express*, 25(10), 11217-11222. (2017).

[24] Damas, P., Le Roux, X., Le Bourdais, D., Cassan, E., Marris-Morini, D., Izard, N., ... & Vivien, L. Wavelength dependence of Pockels effect in strained silicon waveguides. *Optics Express*, 22(18), 22095-22100. (2014).

[25] de Sales Damas, P. A. L. Pockels effect in strained silicon waveguides (Doctoral dissertation, Université Paris-Saclay). (2016).

[26] Damas, P., Marris-Morini, D., Cassan, E., & Vivien, L. Bond orbital description of the strain-induced second-order optical susceptibility in silicon. *Physical Review B*, 93(16), 165208. (2016).

- [27] Borghi, M., Mancinelli, M., Merget, F., Witzens, J., Bernard, M., Ghulinyan, M., ... & Pavesi, L. High-frequency electro-optic measurement of strained silicon racetrack resonators. *Optics letters*, 40(22), 5287-5290. (2015).
- [28] Soref, R. I. C. H. A. R. D. A., & Bennett, B. R. I. A. N. R. Electrooptical effects in silicon. *IEEE journal of quantum electronics*, 23(1), 123-129. (1987).
- [29] Gardes, F. Y., Reed, G. T., Emerson, N. G., & Png, C. E. A sub-micron depletion-type photonic modulator in silicon on insulator. *Optics Express*, 13(22), 8845-8854. (2005).
- [30] Ziebell, M., Marris-Morini, D., Rasigade, G., Fédéli, J. M., Crozat, P., Cassan, E., ... & Vivien, L. 40 Gbit/s low-loss silicon optical modulator based on a pipin diode. *Optics Express*, 20(10), 10591-10596. (2012).
- [31] Liu, A., Liao, L., Rubin, D., Nguyen, H., Ciftcioglu, B., Chetrit, Y., ... & Paniccia, M. High-speed optical modulation based on carrier depletion in a silicon waveguide. *Optics Express*, 15(2), 660-668. (2007).
- [32] Webster, M., Appel, C., Gothoskar, P., Sunder, S., Dama, B., & Shastri, K. Silicon photonic modulator based on a MOS-capacitor and a CMOS driver. In *Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium (CSICs), 2014 IEEE* (pp. 1-4). IEEE. (2014, October).
- [33] Fukuda, M. *Optical semiconductor devices* (Vol. 46). John Wiley & Sons. (1999).
- [34] Feng, D., Qian, W., Liang, H., Kung, C. C., Zhou, Z., Li, Z., ... & Asghari, M. High-speed GeSi electroabsorption modulator on the SOI waveguide platform. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 19(6), 64-73. (2013).
- [35] Gupta, S., Srinivasan, S. A., Pantouvaki, M., Chen, H., Verheyen, P., Lepage, G., ... & Van Campenhout, J. 50GHz Ge waveguide electro-absorption modulator integrated in a 220nm SOI photonics platform. In *Optical Fiber Communication Conference* (pp. Tu2A-4). Optical Society of America. (2015, March).
- [36] Liu, J., Beals, M., Pomerene, A., Bernardis, S., Sun, R., Cheng, J., ... & Michel, J. Waveguide-integrated, ultralow-energy GeSi electro-absorption modulators. *Nature Photonics*, 2(7), 433-437. (2008).
- [37] Kuo, Y. H., Lee, Y. K., Ge, Y., & Shen, R. Strong quantum-confined Stark effect in germanium quantum-well structures on silicon. *Nature*, 437(7063), 1334. (2005).
- [38] Kim, S. D., Trezza, J. A., & Harris Jr, J. S. Observation of 1.5 μm quantum confined Stark effect in InGaAs/AlGaAs multiple quantum wells on GaAs substrates. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, 13(4), 1526-1528. (1995).

- [39] Martin, R. W., Wong, S. L., Nicholas, R. J., Satzke, K., Gibbon, M., & Thrush, E. J. The design of quantum-confined Stark effect modulators for integration with 1.5 μm lasers. *Semiconductor science and technology*, 8(6), 1173. (1993).
- [40] Edwards, E. H., Audet, R. M., Fei, E. T., Claussen, S. A., Schaevitz, R. K., Tasyurek, E., ... & Miller, D. A. Ge/SiGe asymmetric Fabry-Perot quantum well electroabsorption modulators. *Optics Express*, 20(28), 29164-29173. (2012).
- [41] Schaevitz, R. K., Ly-Gagnon, D. S., Roth, J. E., Edwards, E. H., & Miller, D. A. B. Indirect absorption in germanium quantum wells. *AIP Advances*, 1(3), 032164. (2011).
- [42] Chaisakul, P., Marris-Morini, D., Isella, G., Chrastina, D., Le Roux, X., Edmond, S., ... & Vivien, L. Polarization dependence of quantum-confined Stark effect in Ge/SiGe quantum well planar waveguides. *Optics letters*, 36(10), 1794-1796. (2011).
- [43] Chaisakul, P., Marris-Morini, D., Rouified, M. S., Isella, G., Chrastina, D., Frigerio, J., ... & Vivien, L. 23 GHz Ge/SiGe multiple quantum well electro-absorption modulator. *Optics Express*, 20(3), 3219-3224. (2012).
- [44] Chaisakul, P., Marris-Morini, D., Isella, G., Chrastina, D., Rouified, M. S., Le Roux, X., ... & Vivien, L. 10-Gb/s Ge/SiGe multiple quantum-well waveguide photodetector. *IEEE Photonics Technology Letters*, 23(20), 1430-1432. (2011).
- [45] Chaisakul, P., Frigerio, J., Marris-Morini, D., Vakarín, V., Chrastina, D., Isella, G., & Vivien, L. O-band quantum-confined Stark effect optical modulator from Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85} quantum wells by well thickness tuning. *Journal of Applied Physics*, 116(19), 193103. (2014).
- [46] Rouified, M. S., Chaisakul, P., Marris-Morini, D., Frigerio, J., Isella, G., Chrastina, D., ... & Vivien, L. Quantum-confined Stark effect at 1.3 μm in Ge/Si_{0.35}Ge_{0.65} quantum-well structure. *Optics letters*, 37(19), 3960-3962. (2012).
- [47] Ren, S., Rong, Y., Claussen, S., Schaevitz, R., Kamins, T. I., Harris, J. S., & Miller, D. A. A Ge/SiGe quantum well waveguide modulator monolithically integrated with SOI waveguides. In *Group IV Photonics (GFP), 2011 8th IEEE International Conference on* (pp. 11-13). IEEE. (2011, September).
- [48] Rouified, M. S., Marris-Morini, D., Chaisakul, P., Frigerio, J., Isella, G., Chrastina, D., ... & Vivien, L. Advances toward Ge/SiGe quantum-well waveguide modulators at 1.3 μm . *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 20(4), 33-39. (2014).
- [49] Rouified, M. S. *Modulateurs à base de puits quantiques Ge/SiGe pour la photonique sur silicium* (Doctoral dissertation, Paris 11). (2014).
- [50] Lever, L., Ikonić, Z., & Kelsall, R. W. Adiabatic mode coupling between SiGe photonic devices and SOI waveguides. *Optics express*, 20(28), 29500-29506. (2012).

- [51] Chaisakul, P., Marris-Morini, D., Frigerio, J., Chrastina, D., Rouified, M. S., Cecchi, S., ... & Vivien, L. Integrated germanium optical interconnects on silicon substrates. *Nature Photonics*, 8(6), 482-488. (2014).
- [52] Frigerio, J., Chaisakul, P., Marris-Morini, D., Cecchi, S., Rouified, M. S., Isella, G., & Vivien, L. Electro-refractive effect in Ge/SiGe multiple quantum wells. *Applied physics letters*, 102(6), 061102. (2013).
- [53] <http://www.climat-en-questions.fr/reponse/mecanismes-devolution/gaz-latmosphere-temperature-par-cathy-clerbaux>
- [54] <https://www.photonics.com/Article.aspx?AID=61245>
- [55] [https://chem.libretexts.org/Textbook_Maps/Organic_Chemistry_Textbook_Maps/Map%3A_A_Organic_Chemistry_\(Bruice\)/13%3A_Mass_Spectrometry%2C_Infrared_Spectroscopy%2C_and_Ultraviolet%2F%2FVisible_Spectroscopy/13.11%3A_The_Position_of_Absorption_Bands](https://chem.libretexts.org/Textbook_Maps/Organic_Chemistry_Textbook_Maps/Map%3A_A_Organic_Chemistry_(Bruice)/13%3A_Mass_Spectrometry%2C_Infrared_Spectroscopy%2C_and_Ultraviolet%2F%2FVisible_Spectroscopy/13.11%3A_The_Position_of_Absorption_Bands)
- [56] <http://www.icc.dur.ac.uk/~tt/Lectures/Galaxies/Images/Infrared/Regions/irregions.html>
- [57] <http://www.mirphab.eu/>
- [58] Singh, V., Lin, P. T., Patel, N., Lin, H., Li, L., Zou, Y., ... & Soliani, A. P. Mid-infrared materials and devices on a Si platform for optical sensing. *Science and technology of advanced materials*, 15(1), 014603. (2014).
- [59] Gutierrez-Arroyo, A., Baudet, E., Bodiou, L., Lemaitre, J., Hardy, I., Fajjan, F., ... & Charrier, J. Optical characterization at 7.7 μm of an integrated platform based on chalcogenide waveguides for sensing applications in the mid-infrared. *Optics Express*, 24(20), 23109-23117. (2016).
- [60] Yu, Y., Gai, X., Wang, T., Ma, P., Wang, R., Yang, Z., ... & Luther-Davies, B. Mid-infrared supercontinuum generation in chalcogenides. *Optical Materials Express*, 3(8), 1075-1086. (2013).
- [61] <http://www.spectroscopyonline.com/quantum-cascade-lasers-infrared-spectroscopy-theory-state-art-and-applications>
- [62] Sanchez, D., Cerutti, L., & Tournié, E. Single-mode monolithic GaSb vertical-cavity surface-emitting laser. *Optics express*, 20(14), 15540-15546 (2012).
- [63] Gilles, C., Orbe, L. J., Carpintero, G., Maisons, G., & Carras, M. Mid-infrared wavelength multiplexer in InGaAs/InP waveguides using a Rowland circle grating. *Optics Express*, 23(16), 20288-20296. (2015).
- [64] Roux, S., Cerutti, L., Tournie, E., Gérard, B., Patriarche, G., Grisard, A., & Lallier, E. Low-loss orientation-patterned GaSb waveguides for mid-infrared parametric conversion. *Optical Materials Express*, 7(8), 3011-3016.(2017).

- [65] Mashanovich, G. Z., Milošević, M. M., Nedeljkovic, M., Owens, N., Xiong, B., Teo, E. J., & Hu, Y. Low loss silicon waveguides for the mid-infrared. *Optics Express*, 19(8), 7112-7119. (2011).
- [66] Nedeljkovic, M., Velasco, A. V., Khokhar, A. Z., Delâge, A., Cheben, P., & Mashanovich, G. Z. Mid-infrared silicon-on-insulator Fourier-transform spectrometer chip. *IEEE Photonics Technology Letters*, 28(4), 528-531. (2016).
- [67] Miller, S. A., Yu, M., Ji, X., Griffith, A. G., Cardenas, J., Gaeta, A. L., & Lipson, M. Low-Loss Silicon Platform for Broadband Mid-Infrared Photonics. *Optica* 4, 707-712. (2017).
- [68] Lin, P. T., Singh, V., Hu, J., Richardson, K., Musgraves, J. D., Luzinov, I., ... & Agarwal, A. Chip-scale Mid-Infrared chemical sensors using air-clad pedestal silicon waveguides. *Lab on a Chip*, 13(11), 2161-2166. (2013).
- [69] Baehr-Jones, T., Spott, A., Ilic, R., Spott, A., Penkov, B., Asher, W., & Hochberg, M. Silicon-on-sapphire integrated waveguides for the mid-infrared. *Optics express*, 18(12), 12127-12135. (2010).
- [70] Li, F., Jackson, S. D., Grillet, C., Magi, E., Hudson, D., Madden, S. J., ... & Atanackovic, P. Low propagation loss silicon-on-sapphire waveguides for the mid-infrared. *Optics express*, 19(16), 15212-15220. (2011).
- [71] Shankar, R., Bulu, I., & Lončar, M. Integrated high-quality factor silicon-on-sapphire ring resonators for the mid-infrared. *Applied Physics Letters*, 102(5), 051108. (2013).
- [72] Penadés, J. S., Ortega-Moñux, A., Nedeljkovic, M., Wangüemert-Pérez, J. G., Halir, R., Khokhar, A. Z., ... & Mashanovich, G. Z. Suspended silicon mid-infrared waveguide devices with subwavelength grating metamaterial cladding. *Optics Express*, 24(20), 22908-22916. (2016).
- [73] Mashanovich, G. Z., Mitchell, C. J., Penades, J. S., Khokhar, A. Z., Littlejohns, C. G., Cao, W., ... & Chong, H. M. Germanium mid-infrared photonic devices. *Journal of Lightwave Technology*, 35(4), 624-630. (2017).
- [74] Malik, A., Muneeb, M., Shimura, Y., Van Campenhout, J., Loo, R., & Roelkens, G. Germanium-on-silicon mid-infrared waveguides and Mach-Zehnder interferometers. In *Photonics Conference (IPC), 2013 IEEE* (pp. 104-105). IEEE. (2013, September).
- [75] Malik, A., Muneeb, M., Pathak, S., Shimura, Y., Van Campenhout, J., Loo, R., & Roelkens, G. Germanium-on-silicon mid-infrared arrayed waveguide grating multiplexers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 25(18), 1805-1808. (2013).
- [76] Alonso-Ramos, C., Nedeljkovic, M., Benedikovic, D., Penadés, J. S., Littlejohns, C. G., Khokhar, A. Z., ... & Mashanovich, G. Z. Germanium-on-silicon mid-infrared grating couplers with low-reflectivity inverse taper excitation. *Optics letters*, 41(18), 4324-4327. (2016).

- [77] Xiao, T. H., Zhao, Z., Zhou, W., Takenaka, M., Tsang, H. K., Cheng, Z., & Goda, K. Mid-infrared germanium photonic crystal cavity. *Optics Letters*, 42(15), 2882-2885. (2017).
- [78] Barritault, P., Brun, M., Labeye, P., Hartmann, J. M., Boulila, F., Carras, M., & Nicoletti, S. Design, fabrication and characterization of an AWG at 4.5 μm . *Optics Express*, 23(20), 26168-26181. (2015).
- [79] Ettabib, M. A., Xu, L., Bogris, A., Kapsalis, A., Belal, M., Lorent, E., ... & Shepherd, D. P. Broadband telecom to mid-infrared supercontinuum generation in a dispersion-engineered silicon germanium waveguide. *Optics letters*, 40(17), 4118-4121. (2015).
- [80] Favreau, J., Durantin, C., Fédéli, J. M., Boutami, S., & Duan, G. H. Suspended mid-infrared fiber-to-chip grating couplers for SiGe waveguides. In *Proc. of SPIE Vol (Vol. 9753, pp. 975319-1)*. (2016).
- [81] Sze, S. M. (2008). *Semiconductor devices: physics and technology*. John Wiley & Sons.
- [82] Vivien, L., Polzer, A., Marris-Morini, D., Osmond, J., Hartmann, J. M., Crozat, P., Cassan, E., Kopp, C., Zimmermann, H. and Fédéli, J.M., "Zero-bias 40 Gbit/s germanium waveguide photodetector on silicon" *Opt. Express* 20, 1096-1101.(2012).
- [83] Assefa, S., Xia, F., Bedell, S. W., Zhang, Y., Topuria, T., Rice, P.M. and Vlasov, Y.A., "CMOS-integrated high-speed MSM germanium waveguide photodetector," *Opt.Express* 18, 4986-4999. (2010).
- [84] G. E. Stillman, V. M. Robbins, N. Tabatabaie, "III-V compound semiconductor devices: optical detectors," *IEEE Trans. Electron. Devices*, vol.31, no. 11, pp. 1643-1655, Nov. 1984.
- [85] J. Weber and M. I. Alonso, "Near-band-gap photoluminescence of Si-Ge alloys" *Physical Review B* 40, 5683-5693(1989).
- [86] Braunstein, R., Moore, A. R., & Herman, F. Intrinsic optical absorption in germanium-silicon alloys. *Physical Review*, 109(3), 695. (1958).
- [87] Dismukes, J. P., Ekstrom, L., & Paff, R. J. Lattice parameter and density in germanium-silicon alloys I. *The Journal of Physical Chemistry*, 68(10), 3021-3027. (1964).
- [88] Kasper, E., Koshida, N., Pearsall, T. P., Shiraki, Y., Theodorou, G., & Usami, N. *Optical Properties 3*. Springer Science & Business Media. (2007).
- [89] El Kurdi, M., Prost, M., Ghrib, A., Sauvage, S., Checoury, X., Beaudoin, G., ... & Boucaud, P. Direct band gap germanium microdisks obtained with silicon nitride stressor layers. *ACS photonics*, 3(3), 443-448. (2016).
- [90] Frigerio, J. *Silicon-Germanium Heterostructures for Silicon Photonics Applications (Doctoral dissertation, Italy)*. (2014).
- [91] Lever, L., Hu, Y., Myronov, M., Liu, X., Owens, N., Gardes, F. Y., ... & Reed, G. T. Strain engineering of the electroabsorption response in Ge/SiGe multiple quantum well

- heterostructures. In *Group IV Photonics (GFP)*, 2011 8th IEEE International Conference on (pp. 107-108). IEEE. (2011, September).
- [92] Liu, J., Kim, H. J., Hul'Ko, O., Xie, Y. H., Sahni, S., Bandaru, P., & Yablonovitch, E. Ge films grown on Si substrates by molecular-beam epitaxy below 450 C. *Journal of Applied Physics*, 96(1), 916-918. (2004).
- [93] Bandaru, P. R., Sahni, S., Yablonovitch, E., Liu, J., Kim, H. J., & Xie, Y. H. Fabrication and characterization of low temperature (< 450° C) grown p-Ge/n-Si photodetectors for silicon based photonics. *Materials Science and Engineering: B*, 113(1), 79-84. (2004).
- [94] Baribeau, J. M., Houghton, D. C., Jackman, T. E., & McCaffrey, J. P. Molecular beam epitaxy growth of Ge on (100) Si. *Journal of The Electrochemical Society*, 136(4), 1158-1162. (1989).
- [95] Luan, H. C., Lim, D. R., Lee, K. K., Chen, K. M., Sandland, J. G., Wada, K., & Kimerling, L. C. (1999). High-quality Ge epilayers on Si with low threading-dislocation densities. *Applied physics letters*, 75(19), 2909-2911.
- [96] Loh, T. H., Nguyen, H. S., Tung, C. H., Trigg, A. D., Lo, G. Q., Balasubramanian, N., ... & Tripathy, S. Ultrathin low temperature SiGe buffer for the growth of high quality Ge epilayer on Si (100) by ultrahigh vacuum chemical vapor deposition. *Applied Physics Letters*, 90(9), 092108. (2007).
- [97] Osmond, J., Isella, G., Chrastina, D., Kaufmann, R., Acciarri, M., & Von Känel, H. Ultralow dark current Ge/Si (100) photodiodes with low thermal budget. *Applied physics letters*, 94(20), 201106. (2009).
- [98] Virtuani, A., Marchionna, S., Acciarri, M., Isella, G., & Von Kaenel, H. Electron-beam-induced current imaging for the characterisation of structural defects in Si 1- xGex films grown by LE-PECVD. *Materials science in semiconductor processing*, 9(4), 798-801. (2006).
- [99] Marchionna, S., Virtuani, A., Acciarri, M., Isella, G., & von Kaenel, H. Defect imaging of SiGe strain relaxed buffers grown by LEPECVD. *Materials science in semiconductor processing*, 9(4), 802-805. (2006).
- [100] Bonfanti, M., Grilli, E., Guzzi, M., Virgilio, M., Grosso, G., Chrastina, D., ... & Neels, A. Optical transitions in Ge/SiGe multiple quantum wells with Ge-rich barriers. *Physical Review B*, 78(4), 041407. (2008).
- [101] Miller, D. A. Optical physics of quantum wells. *Quantum Dynamics of Simple Systems*, ed. G.-L. Oppo, SM Barnett, E. Riis, and M. Wilkinson (Institute of Physics, London, 1996), 239-266. (1996).
- [102] Bonfanti, M., Grilli, E., Guzzi, M., Chrastina, D., Isella, G., Von Känel, H., & Sigg, H. Direct gap related optical transitions in Ge/SiGe quantum wells. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 41(6), 972-975. (2009).

- [103] Chaisakul, P., Marris-Morini, D., Isella, G., Chrastina, D., Le Roux, X., Gatti, E., ... & Vivien, L. Quantum-confined Stark effect measurements in Ge/SiGe quantum-well structures. *Optics letters*, 35(17), 2913-2915. (2010).
- [104] Virgilio, M., & Grosso, G. Quantum-confined Stark effect in Ge/Si Ge quantum wells: A tight-binding description. *Physical Review B*, 77(16), 165315. (2008).
- [105] Rao, A., Patil, A., Chiles, J., Malinowski, M., Novak, S., Richardson, K., ... & Fathpour, S. Heterogeneous microring and Mach-Zehnder modulators based on lithium niobate and chalcogenide glasses on silicon. *Optics express*, 23(17), 22746-22752. (2015).
- [106] Iseri, Y., Yamada, H., Goda, Y., Arakawa, T., Tada, K., & Haneji, N. (2011). Analysis of electrorefractive index change in Ge/SiGe coupled quantum well for low-voltage silicon-based optical modulators. *Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures*, 43(8), 1433-1438.
- [107] Juodawlkis, P. W., O'Donnell, F. J., Bailey, R. J., Plant, J. J., Ray, K. G., Oakley, D. C., ... & Betts, G. E. (2003, October). Sub-volt-V InGaAsP electrorefractive modulators using symmetric, uncoupled quantum wells. In *Proc. 16th Annu. Meet. IEEE/LEOS* (pp. 27-28).
- [108] Kaneshige, H., Gautam, R., Ueyama, Y., Katouf, R., Arakawa, T., & Kokubun, Y. Low-voltage quantum well microring-enhanced Mach-Zehnder modulator. *Optics express*, 21(14), 16888-16900. (2013).
- [109] Lumerical Solutions, Inc. <http://www.lumerical.com/tcad-products/mode/>
- [110] Spiekman, L. H., Oei, Y. S., Metaal, E. G., Groen, F. H., Demeester, P., & Smit, M. K. Ultrasmall waveguide bends: the corner mirrors of the future?. *IEE Proceedings-Optoelectronics*, 142(1), 61-65. (1995).
- [111] Rasigade, G., Le Roux, X., Marris-Morini, D., Cassan, E., & Vivien, L. Compact wavelength-insensitive fabrication-tolerant silicon-on-insulator beam splitter. *Optics letters*, 35(21), 3700-3702. (2010).
- [112] Soldano, L. B., & Pennings, E. C. Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and applications. *Journal of lightwave technology*, 13(4), 615-627. (1995).
- [113] Vakarin, V., Chaisakul, P., Frigerio, J., Ballabio, A., Le Roux, X., Coudeville, J. R., ... & Marris-Morini, D. Sharp bends and Mach-Zehnder interferometer based on Ge-rich-SiGe waveguides on SiGe graded buffer. *Optics express*, 23(24), 30821-30826. (2015).
- [114] Kitoh, T., Takato, N., Yasu, M., & Kawachi, M. Bending loss reduction in silica-based waveguides by using lateral offsets. *Journal of lightwave technology*, 13(4), 555-562. (1995).
- [115] Cherchi, M., Ylisen, S., Harjanne, M., Kapulainen, M., & Aalto, T. Dramatic size reduction of waveguide bends on a micron-scale silicon photonic platform. *Optics express*, 21(15), 17814-17823. (2013).

- [116] Dai, D., Liu, L., Gao, S., Xu, D. X., & He, S. Polarization management for silicon photonic integrated circuits. *Laser & Photonics Reviews*, 7(3), 303-328. (2013).
- [117] Vivien, L., Laval, S., Dumont, B., Lardenois, S., Koster, A., & Cassan, E. Polarization-independent single-mode rib waveguides on silicon-on-insulator for telecommunication wavelengths. *Optics Communications*, 210(1), 43-49. (2002).
- [118] http://www.daylightsolutions.com/technology/qcl_technology.htm
- [119] <http://laser-21.com/transient-absorption-spectrometer/>
- [120] DAYLIGHT-SOLUTIONS, Region du midIR. Spectre de transmission de l'atmosphère terrestre . http://www.daylightsolutions.com/technology/qcl_technology.htm
- [121] Zhang, L., Agarwal, A. M., Kimerling, L. C., & Michel, J. Nonlinear Group IV photonics based on silicon and germanium: from near-infrared to mid-infrared. *Nanophotonics*, 3(4-5), 247-268. (2014).
- [122] Calvez, L. Chalcogenide glasses and glass-ceramics: Transparent materials in the infrared for dual applications. *Comptes Rendus Physique*. (2017).
- [123] Nedeljkovic, M., Penadés, J. S., Khokhar, A. Z., Mitchell, C. J., Stanković, S., Bucio, T. D., ... & Mashanovich, G. Z. Grating coupled low loss Ge-on-Si waveguides and multimode interferometers for the mid-infrared. In Optical Fiber Communications Conference and Exhibition (OFC), 2015 (pp. 1-3). IEEE. (2015, March).
- [124] http://silicon-photonics.ief.u-psud.fr/?page_id=2077
- [125] <http://mirsense.com/>
- [126] <http://www.selenoptics.com/>
- [127] https://kb.lumerical.com/en/layout_analysis_effective_mode_area.html
- [128] Li, W., Anantha, P., Bao, S., Lee, K. H., Guo, X., Hu, T., ... & Tan, C. S. Germanium-on-silicon nitride waveguides for mid-infrared integrated photonics. *Applied Physics Letters*, 109(24), 241101. (2016).
- [129] Brun, M., Labeye, P., Grand, G., Hartmann, J. M., Boulila, F., Carras, M., & Nicoletti, S. Low loss SiGe graded index waveguides for mid-IR applications. *Optics Express*, 22(1), 508-518. (2014).
- [130] Vakarin, V., Ramírez, J. M., Frigerio, J., Ballabio, A., Le Roux, X., Liu, Q., ... & Marris-Morini, D. Ultra-wideband Ge-rich silicon germanium integrated Mach-Zehnder interferometer for mid-infrared spectroscopy. *Optics Letters*, 42(17), 3482-3485. (2017).
- [131] Maese-Novo, A., Halir, R., Romero-García, S., Pérez-Galacho, D., Zavargo-Peche, L., Ortega-Moñux, A., ... & Cheben, P. Wavelength independent multimode interference coupler. *Optics express*, 21(6), 7033-7040. (2013).

- [132] Li, H. H. Refractive index of silicon and germanium and its wavelength and temperature derivatives. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 9(3), 561-658. (1980).
- [133] Gao, W., El Amraoui, M., Liao, M., Kawashima, H., Duan, Z., Deng, D., ... & Ohishi, Y. Mid-infrared supercontinuum generation in a suspended-core As₂S₃ chalcogenide microstructured optical fiber. *Optics express*, 21(8), 9573-9583. (2013).
- [134] Karim, M. R., Rahman, B. M. A., & Agrawal, G. P. Mid-infrared supercontinuum generation using dispersion-engineered Ge_{11.5}As₂₄Se_{64.5} chalcogenide channel waveguide. *Optics express*, 23(5), 6903-6914. (2015).
- [135] Lau, R. K., Lamont, M. R., Griffith, A. G., Okawachi, Y., Lipson, M., & Gaeta, A. L. Octave-spanning mid-infrared supercontinuum generation in silicon nanowaveguides. *Optics letters*, 39(15), 4518-4521. (2014).
- [136] Yang, M., Guo, Y., Wang, J., Han, Z., Wada, K., Kimerling, L. C., ... & Zhang, L. Mid-IR supercontinuum generated in low-dispersion Ge-on-Si waveguides pumped by sub-ps pulses. *Optics Express*, 25(14), 16116-16122. (2017).
- [137] Ramirez, J. M., Vakarin, V., Frigerio, J., Chaisakul, P., Chrastina, D., Le Roux, X., ... & Marris-Morini, D. Ge-rich graded-index Si_{1-x}Ge_x waveguides with broadband tight mode confinement and flat anomalous dispersion for nonlinear mid-infrared photonics. *Optics Express*, 25(6), 6561-6567. (2017).
- [138] Serna Otálvaro, S. F. Design and characterization of Silicon Photonic structures for third order nonlinear effects (Doctoral dissertation, Paris Saclay). (2016).
- [139] Serna, S., Vakarin, V., Ramirez, J-M., Frigerio, J., Ballabio, A., Le Roux, X., Vivien, L., Isella, G., Cassan, E., Dubreuil, N., & Marris-Morini, D. Nonlinear Properties of Ge-rich Si_{1-x}Ge_x Materials with Different Ge Concentrations. *Scientific reports*, soumis (2017).
- [140] Hon, N. K., Soref, R., & Jalali, B. The third-order nonlinear optical coefficients of Si, Ge, and Si_{1-x}Ge_x in the midwave and longwave infrared. *Journal of Applied Physics*, 110(1), 9. (2011).
- [141] De Leonardis, F., Troia, B., Soref, R. A., & Passaro, V. M. Investigation of mid-infrared second harmonic generation in strained germanium waveguides. *Optics express*, 24(10), 11126-11144. (2016).
- [142] Avrutsky, I., & Soref, R. Phase-matched sum frequency generation in strained silicon waveguides using their second-order nonlinear optical susceptibility. *Optics express*, 19(22), 21707-21716. (2011).
- [143] Sutherland, R. L. *Handbook of nonlinear optics*. CRC press. (2003).

- [144] Helmy, A. S., Abolghasem, P., Stewart Aitchison, J., Bijlani, B. J., Han, J., Holmes, B. M., ... & Wagner, S. J. Recent advances in phase matching of second-order nonlinearities in monolithic semiconductor waveguides. *Laser & Photonics Reviews*, 5(2), 272-286. (2011).
- [145] Lim, E. J., Fejer, M. M., & Byer, R. L. Second-harmonic generation of green light in periodically poled planar lithium niobate waveguide. *Electronics Letters*, 25(3), 174-175. (1989).
- [146] Somekh, S., & Yariv, A. Phase-matchable nonlinear optical interactions in periodic thin films. *Applied Physics Letters*, 21(4), 140-141. (1972).
- [147] Hayat, A., Elor, Y., Small, E., & Orenstein, M. Phasematching in semiconductor nonlinear optics by linear long-period gratings. *Applied Physics Letters*, 92(18), 181110. (2008).
- [148] Cecchi, S., Gatti, E., Chrastina, D., Frigerio, J., Müller Gubler, E., Paul, D. J., ... & Isella, G. Thin SiGe virtual substrates for Ge heterostructures integration on silicon. *Journal of Applied Physics*, 115(9), 093502. (2014).
- [149] https://kb.lumerical.com/en/ref_scripts_overlap.html

Publications et communications

a) Publications dans les revues internationales à comité de lecture

[1] **Vakarin, V.**, Ramírez, J. M., Frigerio, J., Ballabio, A., Le Roux, X., Liu, Q., ... & Marris-Morini, D. Ultra-wideband Ge-rich silicon germanium integrated Mach-Zehnder interferometer for mid-infrared spectroscopy. *Optics Letters*, 42(17), 3482-3485. (2017).

[2] Serna, S., **Vakarin, V.**, Ramirez, J-M., Frigerio, J., Ballabio, A., Le Roux, X., Vivien, L., Isella, G., Cassan, E., Dubreuil, N., & Marris-Morini, D. Nonlinear Properties of Ge-rich Si_{1-x}Ge_x Materials with Different Ge Concentrations. *Scientific reports*, 7. (2017).

[3] Ramirez, J. M., **Vakarin, V.**, Frigerio, J., Chaisakul, P., Chrastina, D., Le Roux, X., ... & Marris-Morini, D. Ge-rich graded-index Si_{1-x}Ge_x waveguides with broadband tight mode confinement and flat anomalous dispersion for nonlinear mid-infrared photonics. *Optics Express*, 25(6), 6561-6567. (2017).

[4] Frigerio, J., **Vakarin, V.**, Chaisakul, P., Ballabio, A., Chrastina, D., Leone, M., ... & Marris-Morini, D. Electro-Refraction in Standard and Symmetrically Coupled Ge/SiGe Quantum Wells. *Nanoscience and Nanotechnology Letters*, 9(7), 1123-1127. (papier invité) (2017).

[5] Benedikovic, D., Alonso-Ramos, C., Pérez-Galacho, D., Guerber, S., **Vakarin, V.**, Marcaud, G., ... & Boeuf, F. L-shaped fiber-chip grating couplers with high directionality and low reflectivity fabricated with deep-UV lithography. *Optics Letters*, 42(17), 3439-3442. (2017).

[6] Ramirez, J. M., **Vakarin, V.**, Gilles, C., Frigerio, J., Ballabio, A., Chaisakul, P., ... & Carras, M. Low-loss Ge-rich Si_{0.2}Ge_{0.8} waveguides for mid-infrared photonics. *Optics letters*, 42(1), 105-108. (2017).

[7] Frigerio, J., **Vakarin, V.**, Chaisakul, P., Ferretto, M., Chrastina, D., Le Roux, X., ... & Marris-Morini, D. Giant electro-optic effect in Ge/SiGe coupled quantum wells. *Scientific reports*, 5. (2015).

[8] **Vakarin, V.**, Chaisakul, P., Frigerio, J., Ballabio, A., Le Roux, X., Coudeville, J. R., ... & Marris-Morini, D. Sharp bends and Mach-Zehnder interferometer based on Ge-rich-SiGe waveguides on SiGe graded buffer. *Optics express*, 23(24), 30821-30826. (2015).

[9] Chaisakul, P., Frigerio, J., Marris-Morini, D., **Vakarin, V.**, Chrastina, D., Isella, G., & Vivien, L. O-band quantum-confined Stark effect optical modulator from Ge/Si_{0.15}Ge_{0.85} quantum wells by well thickness tuning. *Journal of Applied Physics*, 116(19), 193103. (2014).

b) Communications invitées dans des congrès internationaux avec actes

- [1] Ramírez, J. M., **Vakarin, V.**, Chaisakul, P., Frigerio, J., Ballabio, A., Gilles, C., ... & Vivien, L. Ge-rich SiGe waveguides for mid-infrared photonics. In Proc. of SPIE Vol (Vol. 10108, pp. 1010812-1). (2017, February).
- [2] Marris-Morini, D., **Vakarin, V.**, Chaisakul, P., Frigerio, J., Rahman, M., Ramírez, J. M., ... & Vivien, L. (2016, July). Silicon photonics based on Ge/SiGe quantum well structures. In Transparent Optical Networks (ICTON), 2016 18th International Conference on (pp. 1-3). IEEE.
- [3] Marris-Morini, D., **Vakarin, V.**, Chaisakul, P., Frigerio, J., Rahman, M., Ramírez, J.M., Chrastina, D., Le Roux, X., Vivien, L., Isella, G., High-speed modulators and photodetectors based on Ge/SiGe Quantum Wells. E-MRS Fall Meeting, September 19 to 22, 2016, Warsaw (Poland)
- [4] Marris-Morini, D., , Chaisakul, P, Frigerio, J, Rouifed., M-S., **Vakarin, V.**, Chrastina., D., . Le Roux, X., Isella, G., Vivien, L., Silicon Photonics Based on Ge/SiGe Quantum Well Structures Asia Communications and Photonics Conference (ACP), 19-23 novembre 2015, Hong Kong.
- [5] Marris-Morini, D., **Vakarin, V.**, Chaisakul, P., Frigerio, J., Rouifed, M. S., Le Roux, X., ... & Isella, G. (2015, September). Ge/SiGe Quantum well optical modulator. In 25th international conference on Solid State Device and Materials (SSDM2015),.

c) Communications dans des congrès internationaux avec actes

- [1] Alonso-Ramos, C., Perez-Galacho, D., Le Roux, X., Benedikovic, D., Maezas, F., Zhang, W., Serna, S., **Vakarin, V.**, Duran-Valdeiglesias, E., Belabas-Plougonven, N., Labonte, L., Tanzilli, S., Cheben, P., Cassan, E., Marris-Morini, D., Vivien, L., Subwavelength Si photonics for near-and mid-infrared applications (Conference Presentation, Photonic West 2017). In *SPIE OPTO* (pp. 1010815-1010815). International Society for Optics and Photonics.
- [2] **Vakarin, V.**, Chaisakul, P., Frigerio, J., Ballabio, A., Ramírez, J. M., Le Roux, X., ... & Marris-Morini, D. Polarization insensitive Ge-rich silicon germanium waveguides for optical interconnects on silicon. In *SPIE Optics+ Optoelectronics* (pp. 102420T-102420T). International Society for Optics and Photonics. (2017, May).
- [3] Alonso-Ramos, C. A., Le Roux, X., Benedikovic, D., **Vakarin, V.**, Durán-Valdeiglesias, E., Pérez-Galacho, D., ... & Vivien, L. Mid-and near-infrared Si waveguides for sensing applications (Conference Presentation). In *SPIE Microtechnologies* (pp. 102490A-102490A). International Society for Optics and Photonics. (2017, June).

- [4] Ramirez, J. M., **Vakarin, V.**, Frigerio, J., Liu, Q., Ballabio, A., Chaisakul, P., ... & Marris-Morini, D. Ge-rich graded-index SiGe waveguides as enabling building blocks for broadband mid Infrared integrated photonics, ECIO 2017.
- [5] Chaisakul, P., **Vakarin, V.**, Frigerio, J., Isella, G., Vivien, L., & Marris-Morini, D. Silicon nitride waveguide-integrated Ge/SiGe quantum wells optical modulator. Siam Physics Congress (2017)
- [6] Alonso-Ramos, C., Le Roux, X., Benedikovic, D., **Vakarin, V.**, Durán-Valdeiglesias, E., Oser, D., Pérez-Galacho, D., Cassan, E., Marris-Morini, D., Cheben, P., and Vivien, L. Bragg grating filter for suspended silicon waveguides. IEEE Group IV Photonics, Berlin Germany, 23-25 august 2017.
- [7] Benedikovic, D., Berciano, M., Marcaud, G., Le Roux, X., **Vakarin, V.**, Alonso-Ramos, C., Cassan, E., Marris-Morini, D., and Vivien, L., Sub-wavelength silicon grating metamaterial ring resonators. IEEE Group IV Photonics, Berlin Germany, 23-25 august 2017.
- [8] Serna, S., **Vakarin, V.**, Ramirez, J.M., Le Roux, X., Frigerio, J., Ballabio, A., Vivien, L., Isella, G., Cassan, E., Dubreuil, N, and Marris-Morini, D. Third order non linear properties of Ge-rich SiGe waveguides. IEEE Group IV Photonics, Berlin Germany, 23-25 august 2017.
- [9] **Vakarin, V.**, Ramirez, J.M., Liu, Q., Le Roux, X., Frigerio, J., Ballabio, A., Vivien, L., Isella, G., and Marris-Morini, D., Broadband mid infrared photonic integrated components using a Ge-rich SiGe platform. IEEE Group IV Photonics, Berlin Germany, 23-25 august 2017.
- [10] Liu, Q., Ramirez, J.M., Vakarin, V., Perez-Galacho., D., Alonso-Ramos, C., Vivien, L., Marris-Morini, D., Frigerio, J., Ballabio, A., Isella, G., .Design of Mid-IR integrated cavity based on Ge-rich graded SiGe waveguides. Photonics North 2017 International Conference;
- [11] **Vakarin, V.**, Chaisakul, P., Frigerio, J., Ballabio, A., Le Roux, X., Coudeville, J. R., ... & Marris-Morini, D. Silicon germanium on graded buffer as a new platform for optical interconnects on silicon. In SPIE Photonics West (Vol. 9753). (2016, February).
- [12] Rahman, M., Valdeiglesias, E. D., **Vakarin, V.**, Frigerio, J., Ramírez, J. M., Chrastina, D., ... & Marris-Morini, D. Investigation of Ge/SiGe Quantum Well properties by room temperature photoluminescence. In E-MRS Spring Meeting. (2016, May).
- [13] Frigerio, J., **Vakarin, V.**, Ballabio, A., Chaisakul, P., Chrastina., D, Le Roux, X., Vivien, L., Isella, G., Marris-Morini, D., Electro-refractive effect in Ge/SiGe coupled quantum wells, 2016 E-MRS Spring Meeting, 2-6 May 2016, Lille (France)
- [14] Ramírez, J. M., **Vakarin, V.**, Rahman, M., Chaisakul, P., Le Roux, X., Vivien, L., ... & Isella, G. Broadband single mode SiGe graded waveguides with tight mode confinement for mid-infrared photonics. In Photonics North (PN), 2016 (pp. 1-1). IEEE.
- [15] Perez-Galacho, D., Alonso-Ramos, C. A., Marris-Morini, D., **Vakarin, V.**, Le Roux, X., Ortega-Moñux, A., ... & Vivien, L. Integrated mode converter for mode division multiplexing.

In Silicon Photonics and Photonic Integrated Circuits V (Vol. 9891, p. 98910B). International Society for Optics and Photonics. (Photonics Europe, 2016, May).

[16] **Vakarin, V.**, Chaisakul, P., Frigerio, J., Ballabio, A., Le Roux, X., Coudeville, J. R., ... & Marris-Morini, D. Ge-rich silicon germanium as a new platform for optical interconnects on silicon. In SPIE Photonics Europe (Vol. 9891). (2016, April).

[17] Frigerio, J., **Vakarin, V.**, Chaisakul, P., Ballabio, A., Chrastina, D., Le Roux, X., ... & Marris-Morini, D. Electro-absorption and electro-refraction in Ge/SiGe coupled quantum wells. In SPIE Photonics Europe. (2016, April).

[18] Frigerio, J., **Vakarin, V.**, Chaisakul, P., Ferretto, M., Chrastina, D., Isella, G., Le Roux, X., Vivien, L., and Marris-Morini, D., Electro-refractive effect in symmetrically coupled Ge/SiGe quantum wells. IEEE Group IV Photonics, Vancouver Canada, (26-28 aout 2015).

[19] Chaisakul, P., **Vakarin, V.**, Marris-Morini, D., Frigerio, J., Wada, K., Isella, G., & Vivien, L. Ge/SiGe multiple quantum wells for photonic integrated circuits on silicon. In Photonics North, 2015(pp. 1-1). IEEE. (2015, June).

[20] Chaisakul, P., **Vakarin, V.**, Marris-Morini, D., Frigerio, J., Wada, K., Isella, G., & Vivien, L. GeSi photonics for telecommunication applications. In SPIE/COS Photonics Asia (pp. 92770E-92770E). International Society for Optics and Photonics. (2014, November).

Prix et distinctions

2017 SPIE Optics and Optoelectronics : **best student paper**

2016 EPIX fab summer school: **poster award**

2016 SPIE Photonics Europe: **best student conference presentation**

Titre : Composants optoélectroniques à base d'alliages SiGe riches en Ge pour le proche et moyen infrarouge

Mots clés : Optique non linéaire, puits quantiques Ge/SiGe, circuits photoniques

Résumé : Aujourd'hui les interconnexions optiques ont devancé les interconnexions électriques à longue, moyenne et courte distance dans le domaine des télécommunications. La photonique silicium a connu un tel développement que même les interconnexions inter et intra puces deviennent progressivement à dominante optique. En revanche, la multiplication des terminaux d'accès et l'augmentation constante du volume de données échangées imposent l'apparition de nouveaux composants avec une consommation énergétique encore plus faible. Dans ce contexte, les composants optoélectroniques à faible consommation à base des puits quantiques Ge/SiGe ont été développés. Jusqu'à présent l'utilisation des puits quantiques Ge/SiGe était seulement limitée aux modulateurs à électro-absorption. Les travaux menés durant la première partie de ma thèse consistaient à étudier un nouveau type de région active à base de puits quantiques Ge/SiGe couplés. Ces études ont abouti à la démonstration d'un effet d'électro-réfraction géant dans ces structures. La région active basée sur les puits couplés donne lieu à une variation de l'indice de réfraction de 2.3×10^{-3} sous une tension de 1.5 V seulement. L'utilisation d'un tel effet pour la réalisation de modulateurs optiques intégrés a ensuite nécessité le développement des briques de base passives afin d'obtenir une structure interférométrique. Des virages compacts et des interféromètres de Mach Zehnder sont conçus, fabriqués et caractérisés avec succès. La sensibilité de ces structures à la polarisation est évaluée par simulation numérique et les structures insensibles à la polarisation sont conçues. Un modulateur à électroréfraction intégré est ensuite conçu et fabriqué, nécessitant la mise en place d'un nouveau procédé technologique. Les résultats de caractérisation préliminaires sont présentés. Les perspectives de ce travail sont la réalisation d'un modulateur efficace ayant une tension de commande inférieure à 2V.

Le champ d'application des circuits photoniques ne se limite pas au secteur des télécommunications. L'approche basée sur l'optique intégrée est aussi très prometteuse pour l'identification et analyse des espèces chimiques environnantes. La région spectrale de moyen infrarouge est particulièrement adaptée à cet effet car les raies d'absorption spécifiques de nombreuses espèces chimiques y sont présentes. L'utilisation des circuits optiques sur substrat silicium permet de développer des systèmes spectroscopiques performants, compacts et à bas coût. La seconde partie de ma thèse était dédiée au développement de la plateforme photonique large-bande basée sur les guides d'ondes $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riches en Ge. Les guides d'onde large bande fonctionnant entre 5.5 et 8.6 μm ont été démontrés expérimentalement ce qui a permis de concevoir des structures plus complexes telles que les MMI et les interféromètres de Mach Zehnder ultra large bande. Le même dispositif possède une bande passante théorique de 3.5 μm en polarisation TE et d'une octave en polarisation TM. Le fonctionnement a été démontré expérimentalement entre 5.5 et 8.6 μm et est seulement limité par la plage de longueurs d'ondes adressable par le laser. Ce travail ouvre les perspectives pour la future démonstration des systèmes spectroscopiques ultra-large bande sur la plateforme $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ riche en Ge. Une dernière partie de ce travail a été consacrée à l'étude de la génération de la seconde harmonique dans les puits quantiques Ge/SiGe pour les systèmes spectroscopiques dans le moyen infrarouge. Les premières structures sont conçues et fabriquées.



Title : Optoelectronic components based on Ge-rich SiGe alloys for near and mid infrared

Keywords : Non-linear optics, Ge/SiGe quantum wells, photonic circuits

Abstract: Today optical interconnects have overpassed wires on long, mid and short distances on the telecommunication field. Silicon photonics have known such a development that even inter and intra chip communications progressively become optical. However, the multiplication of data access terminals and the constant increase of data consumption force new components with even lower power consumption to appear. In this context, low power consumption components based on Ge/SiGe quantum wells have been developed. Until now, the use of Ge/SiGe quantum wells has been only limited to electroabsorption modulators. The first part of my thesis was dedicated to the study of a new kind of active region based on coupled Ge/SiGe quantum wells. This work led to the demonstration of giant electrorefractive effect in these structures. The active region based on coupled quantum wells gives a refractive index variation of 2.3×10^{-3} under a bias of only 1.5 V. The use of this effect for the development of integrated optical modulators needed the development of main building blocks to obtain interferometric structures. Compact bends and Mach Zehnder interferometers have been designed, fabricated and successfully characterized. The sensitivity to the polarization of these structures was evaluated with numerical simulations and polarization insensitive structures were designed. Then, an integrated electrorefractive modulator has been designed and fabricated which needed the development of a new technological process. The first characterization results are presented. The perspectives of this work are the realization of an efficient modulator with switching voltage lower than 2V.

The field of application of photonic integrated circuits is not only limited to the telecommunications. The approach based on integrated optics is also very promising for the identification and analysis of surrounding chemical species. Mid infrared spectral region is particularly suitable for this purpose as it contains specific absorption fingerprints of different chemical species. The use of photonic integrated circuits on silicon substrate allows to develop performant, compact and low cost spectroscopic systems. The second part of my thesis was focused on the development of wideband photonic platform based on Ge-rich $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ waveguides. Wideband waveguides between 5.5 and 8.5 μm were experimentally demonstrated which made possible the development of more complex structures such as MMIs or ultra-wideband Mach Zehnder interferometers. The same device has a theoretical bandwidth of 3.5 μm in TE polarization and of one octave in TM polarization. The operation was experimentally demonstrated between 5.5 and 8.6 μm and is only limited by laser spectral range. This work paves the way for future development of ultra-wideband spectroscopic systems on Ge-rich $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ platform. The last part of this work concerned second harmonic generation in Ge/SiGe quantum wells for mid infrared spectroscopic systems. First test devices have been designed and fabricated

