



**HAL**  
open science

# Conception, caractérisation et intégration d'un système de balayage laser en Photonique sur Silicium pour des applications de détection LIDAR à $1.55\mu\text{m}$

Cyrille Barrera

► **To cite this version:**

Cyrille Barrera. Conception, caractérisation et intégration d'un système de balayage laser en Photonique sur Silicium pour des applications de détection LIDAR à  $1.55\mu\text{m}$ . Optique / photonique. Université Paris-Saclay, 2023. Français. NNT : 2023UPAST041 . tel-04368954

**HAL Id: tel-04368954**

**<https://theses.hal.science/tel-04368954>**

Submitted on 2 Jan 2024

**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.

Conception, caractérisation et  
intégration d'un système de  
balayage laser en Photonique sur  
Silicium pour des applications de  
détection LIDAR à  $1.55\mu m$   
*Design, characterization and integration of a laser  
scanning system on Silicon Photonics for LIDAR  
detection applications at  $1.55\mu m$*

**Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay**

École doctorale n°575 ELECTRICAL, OPTICAL, BIO-PHYSICS AND  
ENGINEERING (EOBE)

Spécialité de doctorat : Electronique, Photonique et Micro-Nanotechnologies  
Graduate School : Sciences de l'ingénierie et des systèmes.  
Référent : Faculté des sciences d'Orsay

Thèse préparée dans l'unité de recherche **Centre de Nanosciences et de  
Nanotechnologies (Université Paris-Saclay, CNRS) et Département composants  
silicium (Grenoble)**, sous la direction de **Laurent VIVIEN**, Directeur de recherche, le  
co-encadrement de **Daivid FOWLER**, Ingénieur R&D et la co-supervision de **Frédéric  
BOEUF**, Cadre supérieur

**Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 24 Mars 2023, par**

**Cyrille BARRERA**

**Composition du jury**

Membres du jury avec voix délibérative

**Henri BENISTY**

Professeur, Institut d'Optique Graduate School (UMR 5298)

**Regis OROBTCHOUK**

Maître de conférences, HDR, INSA Lyon

**Jean-Emmanuel BROQUIN**

Directeur de recherche, Grenoble INP IMEP-LAHC (UMR5130)

**Jérôme BOURDERIONNET**

Ingénieur R&D, Thalès

Président

Rapporteur & Examineur

Rapporteur & Examineur

Rapporteur & Examineur

**Titre :** Conception, caractérisation et intégration d'un système de balayage laser en Photonique sur Silicium pour des applications de détection LIDAR à  $1.55\mu m$

**Mots clés :** Optique intégrée, Photonique sur Silicium, LiDAR, co-intégration, CMOS, Nitrure de Gallium

**Résumé :** La photonique sur silicium apparaît comme une solution potentielle à de nombreuses technologies de capteurs optiques. Initialement développée pour des interconnexions optiques destinées aux centres de données, elle s'est appuyée sur les procédés de fabrication matures de l'industrie CMOS pour une production à grande échelle et à faibles coûts unitaires. Les composants développés seraient pourtant adaptables à la technologie LiDAR dont l'utilisation dans la robotique, l'automobile, la téléphonie mobile et d'autres disciplines variées ne cesse de croître. Face aux LiDAR commerciaux et massifs dont l'assemblage se heurte à des coûts élevés et incompressibles, la photonique sur silicium a démontré la réalisation de nombreux blocs constitutifs miniaturisés d'un LiDAR depuis les années 2010. En particulier, la fonction d'illumination optique du LiDAR connaît un intérêt croissant car elle permet de remplacer un composant normalement composé de parties mécaniques par un composant optique co-intégrable avec les autres blocs de détection et de source laser. En particulier, une voie appelée "Optical Phased Array"(OPA) permettrait de diriger un faisceau optique directif vers différentes positions à très grande vitesse pour acquérir un retour vidéo tridimensionnel de son environnement sur des portées de plusieurs dizaines de mètres. La longueur d'onde de travail serait de  $1550\text{ nm}$  pour sa compatibilité avec les composants silicium, une faible absorption atmosphérique et une sécurité à l'exposition oculaire accrue. Le premier objectif de cette thèse a alors consisté à développer un schéma d'intégration d'un OPA sur la plateforme photonique PIC50G de STMicroelectronics. Les spécifications industrielles de LiDARs issues de différents secteurs phares comme la voiture autonome ou la réalité augmentée sur mobile ont été rassem-

blées et utilisées pour dimensionner un OPA idéal. Ce dernier est composé de 1000 antennes photoniques, modulées en phase par autant de modulateurs de phase, et séparées de  $1.5\mu m$  pour générer un faisceau laser de  $0.1^\circ$  de divergence angulaire, pouvant se repositionner en moins d'une  $\mu s$  pour une consommation électrique moyenne de moins de  $1W$ . Le sujet majeur de cette thèse sera alors de proposer et d'optimiser des modulateurs de phase tout en implémentant des prototypes d'OPAs. Différentes versions de 16 à 256 antennes utilisant trois types de modulateurs électro-optiques seront réalisées et comparées. Nous montrerons en particulier que le régime de déplétion de porteurs dans des jonctions  $p-n$  permet de réaliser des OPAs à ultra-basse consommation énergétique de  $1\text{ mW}$  mais au prix de pertes optiques significatives de  $-17\text{ dB}$ . Les rôles des dopages puis des procédés d'intégration hétérogène pour réduire successivement les pertes à  $-3\text{ dB}$  puis à  $-0.5\text{ dB}$  seront explicités et quantifiés *via* des travaux de simulations numériques et des mesures expérimentales. Ces dernières permettront de valider un composant très proche des performances visées avec une divergence de  $0.16^\circ \times 0.31^\circ$ , des pertes abaissées à  $-8\text{ dB}$  et une consommation de  $123\ \mu W$ . Enfin, pour élargir les applications de l'illumination optique au spectre visible notamment, nous proposerons une architecture et un modèle physique d'un modulateur de phase basé sur des super-réseaux III-Ns exploitant l'effet Kerr comme phénomène de modulation de phase. Nous réaliserons un véhicule de test intégré en géométrie de résonateur en anneau basé sur des guides SiN et démontrerons un déphasage d'une efficacité d'un facteur 2 inférieur aux jonctions  $p-n$  industrielles PIC50G tout en soulevant de nouveaux axes d'approfondissement dans les propriétés des III-Ns pour la photonique

**Title :** Design, characterization and integration of a laser scanning system on Silicon Photonics for LiDAR detection applications at  $1.55 \mu m$

**Keywords :** Integrated optics, Silicon photonics, LiDAR, co-integration, CMOS, Gallium Nitride

**Abstract :** Silicon photonics appears as a potential solution for numerous optical sensor technologies. Initially developed for optical interconnections for data centers, it has relied on the mature manufacturing processes of the CMOS industry for large-scale production at low unit costs. However, the developed components could also be adapted to LiDAR technology, whose use in robotics, automotive, mobile telephony, and other varied disciplines is constantly growing. Faced with commercial and massive LiDARs whose assembly faces high and incompressible costs, silicon photonics has demonstrated the achievement of many miniaturized constituent blocks of a LiDAR since the 2010s. In particular, the optical illumination function of the LiDAR is of increasing interest because it allows replacing a component normally composed of mechanical parts with an optical component co-integrable with the other detection and laser source blocks. In particular, an alternative called "Optical Phased Array" (OPA) would make it possible to direct a directive optical beam towards different positions at very high speed to acquire a three-dimensional video return of its environment over ranges of several tens of meters. The working wavelength would be  $1550 \text{ nm}$  for its compatibility with silicon components, low atmospheric absorption, and increased eye exposure safety. The first objective of this thesis is to develop an OPA integration scheme on the STMicroelectronics PIC50G photonics platform. Industrial LiDAR specifications from various leading sectors such as autonomous cars or augmented reality on mobile devices were gathered and used to size an ideal OPA. The latter

is composed of 1000 photonic antennas, phase-modulated by as many phase modulators, and separated by  $1.5 \mu m$  to generate a laser beam with a  $0.1^\circ$  angular divergence, which can be repositioned in less than  $1 \mu s$  for an average power consumption of less than  $1 \text{ W}$ . The main subject of this thesis will then be to propose and optimize phase modulators while implementing OPA prototypes. We will then realize different OPA demonstrators from 16 to 256 antennas using three types of electro-optical modulators to compare. We will show in particular that the carrier depletion regime in  $p$ - $n$  junctions makes it possible to realize ultra-low-power OPAs of  $1 \text{ mW}$ , but at the cost of significant optical losses of  $-17 \text{ dB}$ . The roles of doping and heterogeneous integration processes to successively reduce losses to  $-3 \text{ dB}$  and  $-0.5 \text{ dB}$  will be explained and quantified *via* numerical simulation work and experimental measurements. The latter will allow validating a component very close to the targeted performance with a divergence of  $0.16^\circ \times 0.31^\circ$ , losses lowered to  $-8 \text{ dB}$ , and a consumption of  $123 \mu W$ . Finally, to broaden the applications of optical illumination to the visible spectrum in particular, we will propose an architecture and a physical model of a phase modulator based on III-N superlattices exploiting the Kerr effect as a phase modulation phenomenon. We will realize a test vehicle integrated in a ring resonator geometry based on SiN guides and demonstrate a phase-shift efficiency factor 2 lower than industrial PIC50G  $p$ - $n$  junctions while raising new axes of in-depth study in the properties of III-N for photonics.

# Remerciements

**Aux** membres du jury pour leur temps et leur intérêt à la lecture de cette thèse, pour leur retours durant l'évaluation de ce travail et pour nos échanges durant la soutenance de thèse.

**A** mon directeur de thèse, Laurent Vivien pour m'avoir accueilli au C2N et fait profiter d'une magnifique ambiance au sein de l'équipe MINAPHOT, que cela soit dans le cadre de mes recherches que durant ces pauses cafés / viennoiseries toujours de très haute volée.

**A** mon tuteur d'entreprise Frédéric Boeuf qui m'a rendu passionné de photonique intégrée durant mon stage puis ma thèse, pour nos longues discussions, pour sa confiance et l'immense autonomie qu'il m'a laissé. Un très grand merci.

**A** mon encadrant officiel Daivid Fowler pour tous ses conseils, le temps pris à répondre à mes questions ou partager ses réflexions sur la vie, mais aussi et surtout pour sa bonne humeur et son humour bien à lui.

**A** mon encadrant de toujours, Yohan Désières pour son immense investissement pour notre travail sans qui je n'aurai jamais pu réaliser ce travail tel quel, pour nos passionnantes discussions d'au minimum 2h, son honnêteté à toute épreuve et sa gentillesse naturelle. Merci de m'avoir encadré, d'abord en stage, puis en thèse.

**A** l'équipe du LIPS, pour son ambiance joyeuse, et en particulier à Philippe, Karen et André pour toute votre aide sur les caractérisations malgré mes design parfois "créatifs" qui n'ont pas toujours aidé... Aux équipes du LMP et du LITP, en particulier Amélie Dussaigne, Pierre Ferret, Ludovic Dupré et Helge Haas pour tout ce travail passionnant que nous avons réalisé sur les nitrures, cela restera de très bon souvenirs.

**A** Olivier Lartigues pour cette très amusante séquence de caractérisation MLines qui m'a fait découvrir une partie plus expérimentale de l'optique merci pour le temps que tu m'a accordé et ta bienveillance même quand j'ai fait de grosses bêtise en accélérant l'agonie de ce pauvre goniomètre.

**A** l'équipe "GaN", Pierre Ferret, Amélie Dussaigne, Ludovic Dupré, Helge Haas et Guy Feuillet pour ce passionnant et "relaxant" projet qui n'aurait jamais pu aller si loin sans vous tous.

**A** Stephane Monfray, Sebastien Cremer, Patrick Lemaitre, Marie-Pierre Samson, Nathalie Vulliet et Charles Baudot pour leur aide et leur bienveillance à ST que ce soit durant mon stage, en thèse ou en sortie week-end.

**A** Carlos Ramos et Xavier Le Roux pour leur humeur pétillante et joyeuse et pour avoir fabriqué de beaux circuits photoniques du premier coup malgré mes empilements saugrenus.

**A** Nicolas Michit, Jordan Baudé, Yann Dumont, Sandrine Villenave, Warren Kut-Kit-Kang, Thomas Mang, Alice Fontbonnes et à toute la troupe du LIPS pour votre bonne humeur de toujours et les nombreuses activités faites ensemble, j'espère qu'il y en aura bien d'autres. Merci également d'avoir supporté mes histoires où, je cite, il "ne fait pas bon d'être le protagoniste".

**A** Ismaël Charlet pour m'avoir aidé à me lancer, pour tout les bon moments passés à ST, au CEA et à l'extérieur, pour ses belles chemises et son humour bien à lui.

**A** Jossierand Gaudy, le meilleur co-bureau qu'on puisse avoir, pour nos longues conversation à refaire le monde qui ont peut-être parfois pris trop de place dans un après-midi trop peu productif. Merci également pour avoir accepté d'être le témoin de mon mariage, c'était important pour moi. Je te souhaite aussi de tout coeur de trouver ta voie.

**A** Eva Kempf qui a été autant une amie qu'un soutien durant cette thèse, pour nos multiples échanges Whatsapp, notre entraide mutuelle de masques et de dépôts, Pise, les sorties week-end et les difficiles séances sportives.

**A** mon encadrant de l'ombre, Sylvain Guerber, le couteau suisse de la photonique doublé d'un caractère très sympathique. Merci énormément pour l'immense aide que tu m'a apportée dans à peu près tout les domaines allant de la simulation numérique à comment souder une carte ainsi que pour tout tes bons plans au ski, en bivouac, restaurants et j'en passe!

**A** la famille Mainsant dans son entièreté pour m'avoir toujours accueilli et soutenu avec autant de gentillesse et de spontanéité. Les moments passés avec vous sont des souffles d'air frais et une mine de beaux souvenirs

**A** ma famille à qui je dois tout, qui m'a toujours soutenu et à qui je dois aussi beaucoup la réussite de cette thèse.

**A** Marion, pour l'infini de ce qu'elle m'a donné, pour avoir accepté de partager sa vie avec moi, pour le soutien indispensable qu'elle est devenue et à qui je dédie ce travail.

*A Marion Mainsant*



# Sommaire

<b>1</b>	<b>Contexte</b>	<b>9</b>
1.0.1	Systèmes de détection LiDAR . . . . .	11
1.0.2	Principe d'un OPA sur plateforme photonique . . . . .	16
1.1	Etat de l'art . . . . .	21
1.1.1	Architecture d'un OPA passif en photonique silicium . . . . .	21
1.1.2	Création d'un front d'onde par division optique . . . . .	21
1.1.3	Evaluation d'un OPA par le modulateur de phase . . . . .	28
<b>2</b>	<b>Conception de systèmes OPA</b>	<b>33</b>
2.1	Modélisation théorique d'un OPA . . . . .	34
2.1.1	Génération d'un faisceau laser . . . . .	34
2.1.2	Mise en forme du faisceau laser . . . . .	37
2.1.3	Mouvement du faisceau laser . . . . .	39
2.1.4	Bilan des pertes optiques . . . . .	42
2.2	Dimensionnement du système complet . . . . .	44
2.2.1	Spécifications système . . . . .	45
2.2.2	Stratégie de conception des masques . . . . .	48
2.2.3	Démonstrateur de co-intégration OPA silicium et laser III-V . . . . .	52
2.2.4	Démonstrateur d'un OPA hybride ultra-basse consommation . . . . .	55
2.2.5	Démonstrateur final d'un OPA sur plateforme industrielle . . . . .	58
<b>3</b>	<b>Simulation</b>	<b>61</b>
3.1	Optimisation de modulateurs de phase thermique . . . . .	62
3.2	Mise en place d'une simulation numérique . . . . .	62
3.2.1	Définition numérique des matériaux . . . . .	62
3.2.2	Simulation de modulateurs thermiques . . . . .	63
3.2.3	Influence de la proximité de la chaufferette TiN . . . . .	70
3.2.4	Isolation thermique pour modulateurs compacte basse-consommation . . . . .	71
3.3	Modulateur de phase à dispersion plasma . . . . .	74
3.3.1	Simulation de p-i-n à injection . . . . .	74
3.3.2	Optimisation des tensions à appliquer . . . . .	78
3.4	Modulateurs de phase à déplétion : jonction p-n . . . . .	81



3.5	Modulateurs à accumulation : Jonction SISCAP	85
3.6	Modulateurs hybrides III-V/Si	89
3.7	Intégration de modulateurs hybrides	92
<b>4</b>	<b>Etude exploratoire d'un déphaseur à base d'empilements GaN/AlGaN</b>	<b>97</b>
4.0.1	La difficile intégration des matériaux à effet Pockels et l'alternative des III-N	98
4.0.2	Analyse des résultats de l'état de l'art	100
4.0.3	Modélisation de l'électroréfraction dans un super-réseau GaN/AlGaN	102
4.1	Réalisation des empilements GaN/AlGaN	107
4.1.1	Choix de la méthode de caractérisation d'un empilement	107
4.1.2	Épitaxie des empilements GaN/AlGaN sur saphir	107
4.2	Guides SiN/III-N	109
4.2.1	Conception d'un guide d'onde SiN sur GaN	109
4.2.2	Résonateurs en anneaux : Conception	112
4.2.3	Résonateur en anneaux : fabrication	114
4.2.4	Résonateur en anneaux : mesures optiques	115
4.3	Structures de test électro-optiques en anneaux (M5749)	118
4.3.1	Structure de test	118
4.3.2	Résonateurs en anneaux : mesures électro-optiques	120
4.3.3	Conclusion et perspectives	122
<b>5</b>	<b>Caractérisation</b>	<b>125</b>
5.1	Mesures des composants passifs	126
5.1.1	Méthode de mesure des pertes d'insertions	126
5.1.2	Caractérisation des composants passifs	132
5.1.3	Résultats et interprétation	136
5.2	Caractérisation des modulateurs électro-optiques	137
5.2.1	Organisation des modulateurs étudiés	137
5.2.2	Mesure du déphasage d'un modulateur	139
5.2.3	Mesure des pertes de modulateurs	145
5.2.4	Mesure de la consommation d'un modulateur	149
5.2.5	Influence du dopage et de la largeur des jonctions sur un OPA	149
5.3	Caractérisation de matrices à antennes de phase (OPA)	153
5.3.1	Banc de mesure OPA	153
5.3.2	Observation de premiers faisceaux laser	155
5.3.3	Optimisation d'un faisceau laser	157
5.3.4	Balayage	162
5.3.5	Balayage 2D et Application "display"	165

## Contexte

---

1.0.1	Systèmes de détection LiDAR . . . . .	11
1.0.2	Principe d'un OPA sur plateforme photonique . . . . .	16
1.1	Etat de l'art . . . . .	21
1.1.1	Architecture d'un OPA passif en photonique silicium . . . . .	21
1.1.2	Création d'un front d'onde par division optique . . . . .	21
1.1.3	Evaluation d'un OPA par le modulateur de phase . . . . .	28

---

### Axes principaux

- Développe le principe et les applications principales des LiDARs
- Propose l'utilisation de la photonique silicium pour répondre aux spécifications
- Détaille le principe du système de balayage optique du LiDAR

Le mot "robot" a été créé en 1920 par l'écrivain tchèque Karel Čapek, dans sa pièce de théâtre "Rossum's Universal Robots", pour dénommer un androïde construit par un savant et capable d'accomplir tous les travaux normalement exécutés par une personne. Si nous cherchons à concevoir ou analyser les composants d'un robot, on pense tout d'abord aux pièces mécaniques qui le meuvent et on s'attèle à leur conception. Néanmoins, un robot se doit aussi d'accéder à un ou plusieurs sens lui permettant d'interagir avec son environnement et dans ce cas, le sens le plus prioritaire à acquérir est sans aucun doute la vue. Dans notre cas personnel d'êtres vivants, nos yeux permettent de se représenter avec précision notre environnement suivant les dimensions latérales de notre champ de vision, c'est à dire que nous accédons à une vision en 2D précis. Mais par l'utilisation de la vision binoculaire offerte par deux yeux séparés d'une certaine distance, nous obtenons une perception intuitive de la 3<sup>e</sup> dimension que nous appelons la "perspective". Néanmoins, cette intuition ne s'accompagne pas d'une quantification précise du relief des choses. Or cette information est indispensable à des robots devant accomplir des tâches de précision où la connaissance précise et non ambiguë de la forme d'un objet est indispensable. On peut citer par exemple des problématiques telles que la conduite autonome, l'architecture, la chirurgie, l'industrie, le militaire ou la réalité augmentée. C'est pour cette raison qu'en parallèle de nombreux systèmes utilisant des caméras s'inspirant de la vision binoculaire [1], d'autres acteurs ont préféré s'appuyer sur les technologies mesurant le temps d'aller-retour d'ondes pour déduire la distance les séparant de la surface les ayant réfléchis, à la manière de l'écholocation chez certaines espèces de mammifères. Nous pouvons tout d'abord citer les mesures d'ondes ultrasoniques, mais celles-ci souffrent de pertes importantes [2], [3] durant leur propagation dans l'atmosphère et ne peuvent donc dépasser des portées de quelques mètres tout en garantissant une mesure sensible, et encore moins précise. Pour outrepasser cet inconvénient majeur, des technologies s'appuyant sur des ondes électromagnétiques leur sont donc préférées car selon les longueurs d'ondes utilisées, l'absorption atmosphérique peut-être négligeable. Ainsi, la technologie *RADAR* pour "*Radio Detection and Ranging*" émet des signaux de longueur d'onde pouvant aller de quelques millimètres à quelques mètres et pouvant accéder à des portées extrêmes sans être véritablement sensibles aux conditions météorologiques (brume, pluie, neige). Malheureusement, les RADARs ne permettent pas d'obtenir une très bonne résolution latérale des objets, contrairement à la vision binoculaire. La raison tient aux lois de la diffraction qui imposent que plus les dimensions caractéristique d'un émetteur sont proches de la longueur d'onde, plus la divergence du faisceau électromagnétique augmente, et donc la capacité à focaliser un signal sur un point précis. Autrement dit, les ondes RADARs, pour distinguer avec résolution latérale un environnement demandent des systèmes entre quelques mm et plusieurs m de taille et génèrent des ondes dont les tailles caractéristiques sont du même ordre. Cela est difficilement compatible aux échelles des applications domestiques les plus courantes. C'est pour cette raison que la technologie *LiDAR* pour "*Light Detection and Ranging*" qui utilise la plage des longueurs d'ondes optiques entre quelques centaines de nm à quelques micromètres a bénéficié d'une attention croissante. D'une part, cette technologie permet une résolution latérale élevée, avec des divergences angulaires inférieures à 0,1°, c'est à dire des diamètres de faisceau sub-millimétriques, soit de l'ordre d'un pointeur laser classique, mais également d'être intégrée dans des dispositifs de taille équivalente, à savoir micrométriques. Enfin, la portée de tels systèmes optiques vient de la portée des faisceaux laser considérés. Elle va donc dépendre de leur puissance et du niveau d'absorption de leur longueur d'onde dans l'atmosphère. Mais nous pouvons citer des portées de l'ordre de 100 m et en capacité de résoudre des motifs de 10-20 cm à cette portée.

Devant l'intérêt de la technologie *LiDAR* pour offrir une vision robotique en général, de nombreux points sont à discuter en parallèle. Comment détecter et mesurer le signal optique réfléchi? Comment intégrer le système de détection? Il s'agit également de savoir comment intégrer la source optique dans le même

système et comment diriger le signal optique vers un objet spécifique. L'étude de chaque sujet en profondeur demande des développements conséquents que l'on ne peut aborder en totalité et l'étude de ce système se concentrera sur le système de direction de la lumière vers l'objectif, autrement dit le "*balayage laser*" tandis que les autres points seront abordés plus succinctement.

### 1.0.1 Systèmes de détection LiDAR

Les technologies LiDARs accessibles sont extrêmement variées mais se distinguent surtout par la méthode de détection, la longueur d'onde et par la manière dont l'illumination se conduit. Parmi les méthodes de détection, on peut en citer deux principales représentées en Figure 1.1. La première appelée *ToF* pour "*Time of Flight*" consiste à générer un flash de lumière vers la cible et, connaissant sa vitesse  $c$ , de mesurer le temps d'aller-retour  $\Delta t$  de celle-ci pour en déduire la distance à l'objet  $R$  d'après la formule :

$$R = \frac{c\Delta t}{2} \quad (1.1)$$

Afin de mesurer une valeur de profondeur  $R$  avec une incertitude sur cette valeur  $\delta R$  aussi faible que possible, il est nécessaire de générer un flash de lumière aussi bref que possible, l'équation (1.1) différenciée montre, en effet, qu'un changement de relief  $\delta R$  très petit est mesurable si le flash a une durée de vie  $\delta t$  très brève. Ce constat a amené à utiliser des sources lasers pulsées, générant des flashes aussi brefs que la puissance optique maximale est élevée afin d'améliorer le rapport signal sur bruit (*SNR*), et dans le même temps, limiter le temps d'exposition éventuel du laser sur l'oeil humain, néfaste pour la santé au-delà d'une certaine durée. La plupart des applications utilisent des flashes allant de 1 à quelques dizaines de nanosecondes (ns) et nécessite des détecteurs sensibles pour acquérir le signal. Le choix de cette méthode va alors fortement conditionner le type d'illumination car pour bénéficier d'une forte sensibilité en *ToF*, l'utilisation des SPADs silicium pour "*Single Photon Avalanche Detectors*" est privilégiée dans des dispositifs embarqués car la technologie est mature et totalement compatible avec les technologies CMOS standards. Mais, comme leur gamme de détection est située dans le proche infrarouge ( $\lambda \leq 1.1\mu m$ ) cela motivera des sources lasers à plus faible longueur d'onde telles que  $\lambda=905$  nm ou  $\lambda=1064$  nm, là où la majorité des applications optiques se situent au-delà de  $1,1\mu m$  avec des longueurs typiques de 1310 nm ou 1550 nm. Il existe bien sûr des SPADs compatibles à ces longueurs d'ondes plus élevées, mais bien plus onéreuses de deux ordres de grandeurs car fondées sur des matériaux III-V souffrant de surcroît de bruit thermique et qu'il faut refroidir considérablement.

Une autre méthode qui attire de plus en plus l'attention est la détection hétérodyne baptisée *FMCW* pour *Frequency Modulated Continuous Wave*. Elle se base sur le principe des interférences optiques en émettant un signal modulé en longueur d'onde dont une fraction est envoyée vers un croisement d'interféromètre tandis que l'autre fraction est envoyée dans l'environnement pour, qu'après réflexion et détection, cette fraction soit elle-même envoyée sur l'interféromètre. Le temps d'aller-retour et donc le déphasage par rapport à la 1<sup>re</sup> fraction directement envoyée dans l'interféromètre va produire des battements optiques contenant la distance d'aller-retour de la lumière, mais également, par effet Doppler, sa vitesse. Contrairement à la méthode *ToF* qui évalue une différence de durée, ici le *FMCW* évalue une différence de fréquence via des interférences optiques. En plus de la richesse des informations convoyées, l'immense avantage de cette méthode est que le signal retro-diffusé, très atténué au moment de sa réception, se recombine avec la fraction conservée dans le dispositif dont l'intensité est bien plus élevée. Le résultat produit donc des battements optiques d'une intensité moyenne tout aussi élevée dont il est plus simple d'en extraire les

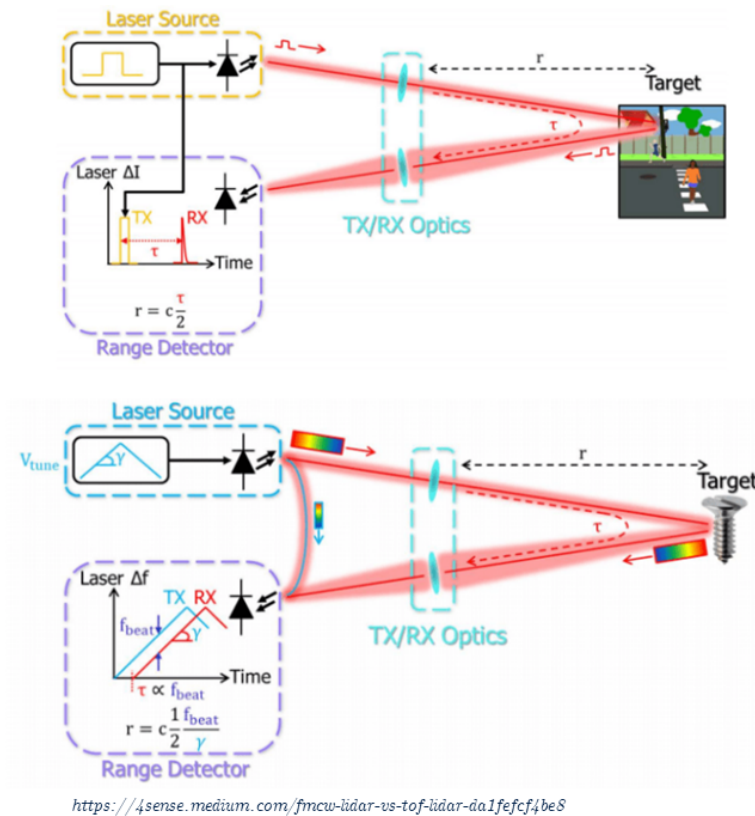


Figure 1.1 – ToF vs FMCW

fréquences de battement. Autrement dit, cette méthode peut enfanter des capteurs avec des sensibilités améliorées de plusieurs ordres de grandeurs. En outre, la détection étant cohérente, elle n'est pas sensible, dans le calcul de la distance, aux signaux émis par d'autres sources parasites comme le Soleil, ou d'autres LiDARs bien que ces dernières pourront dégrader le rapport signal sur bruit. Les inconvénients de cette méthode, en plus de sa complexité de mise en oeuvre par rapport au ToF, est la nécessité d'utiliser un laser accordable en longueur d'onde, avec une largeur de raie assez fine d'environ 100 kHz. La combinaison de ces demandes avec un laser d'une puissance de sortie, estimée à 10-100 mW pour des applications LiDAR ne permet alors pas d'obtenir une source laser à faibles coûts aisément. Aussi dans l'exploration des solutions dors et déjà apportée par le monde industriel, nous verrons apparaître ces deux méthodes prédominantes bien que le *ToF* restera la méthode quasi-hégémonique en terme de maturité.

### Solution LiDARs commercialisés

Parmi les solutions commerciales déjà présentes dans le marché, la division des modèles causée par les deux méthodes de détection précédemment explicitées et encore accentuée par la méthode dont l'illumination est menée. Par exemple en figure 1.2.(a) nous pouvons retrouver des solutions de type LiDAR Flash *ToF* chez certains constructeurs comme les groupes allemands **IBEO**, **Continental** ou le groupe Belge **Xenomatix** comme illustré en figure 1.2.(b). Le principe est d'illuminer l'environnement avec une matrice de faisceaux lasers, par exemple avec des sources optiques tels des VCSELs et de récupérer le signal retour de chaque point. Un exemple "grand public" est celui de l'**iPhone 12 Pro** de Apple présenté en figure 1.2.(b). Néanmoins, l'utilisation des SPADs n'est pas réservée qu'aux seules solutions Flash mais aussi et surtout

à la plus mûre des technologies aujourd'hui utilisée que sont les LiDARs mécaniques. Ils consistent « simplement » à faire tourner un ou des lasers autour d'un axe grâce à des rotateurs galvanométriques présentés en figure 1.2.(c) pour acquérir le signal à 360° comme le propose le constructeur **Velodyne** ou **Ouster**, ou à minima suivant un cône angulaire comme proposé par **Valeo**. Le fait d'utiliser ici un seul faisceau laser présente un fort avantage. Car si toute la puissance est concentrée sur une position précise, le rapport signal sur bruit est fortement amélioré par rapport à plusieurs faisceaux lasers qui diviseraient la puissance totale par leur nombre et on peut accéder à de plus grandes portées. De surcroît, nous ne sommes pas limités en nombre de points lasers et nous pouvons donc viser un bien plus grand nombre de points pour une bien meilleure résolution spatiale. En retour, il est nécessaire de viser différentes positions le plus vite possible pour acquérir le plus de points dans le temps pour un retour vidéo d'une situation potentiellement changeante mais assez lentement pour que le détecteur puisse être exposé suffisamment longtemps pour intégrer le signal en un courant électrique suffisant. Cela limitera alors la résolution temporelle.

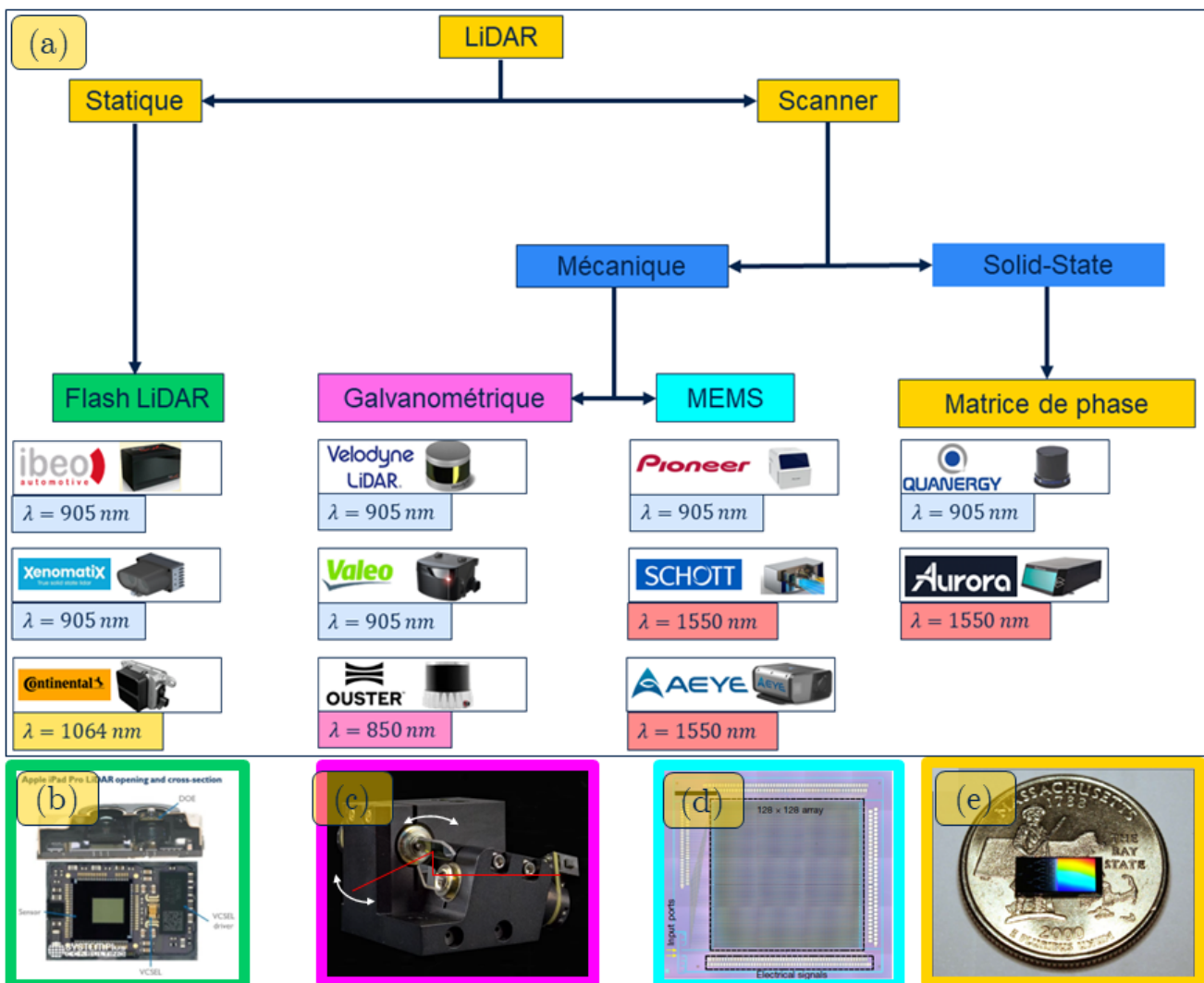


Figure 1.2 – Arborescence des solutions LiDARs et exemples

Néanmoins malgré la maturité de ces technologies, ces dispositifs sont extrêmement chers, lourds et vo-

lumineux en raison de la présence d'aimants et de thermostats nécessaires au refroidissement des rotateurs, en sus des sources lasers et de l'optique indispensable à la mise en forme des faisceaux. Leur fiabilité est ainsi sujette à critique en raison de la combinaison mécanique / optique qui peut être très sensible aux désalignements suivant les chocs engendrés, la température ou les forces d'accélération. Ces défauts peuvent être fortement réduits par l'utilisation de microsystèmes mécaniques (MEMS) proposés par **AEye** ou **Pioneer** qui sont considérés "*quasi-solid-state*" car les pièces mobiles ne mettent pas en jeu des alignements optiques. Ces systèmes sont donc plus tolérants aux vibrations et sont également plus rapides que des miroirs macroscopiques ne dépassant pas le kHz de fréquence de balayage. Ils ne sont néanmoins pas capables de balayer sur de larges angles car ils s'appuient sur la flexibilité limitée de composants silicium, et malgré l'utilisation de modes résonants, l'angle de déflexion maximal ne dépasse que rarement la quinzaine de degrés au prix de la perte totale de contrôle d'inclinaison sur une position précise.

C'est au regard de tous ces compromis entre la nécessité d'acquérir un système compact, d'une portée élargie grâce à un faisceau unique, mais avec une vitesse et une déflexion angulaire importante que d'intensives recherches se sont focalisées sur une solution "*solid-state*" en photonique sur silicium : le **réseau d'antennes phasé** où l'acronyme anglais **OPA** pour "*Optical Phased Array*" Cette solution aujourd'hui peu mature par rapport aux autres technologies se limite généralement à des démonstrateurs tels que celui de la figure 1.2.(e) [4], et est considérée par certains comme la solution ultime pour pallier aux inconvénients des autres technologies de capteurs LiDARs, voire pour accéder à d'autres applications telles que la communication en espace libre ou l'imagerie. De plus, la conception des autres technologies est souvent multi-disciplinaire. Par exemple, un LiDAR mécanique est une astucieuse combinaison d'éléments mécaniques, optiques, électroniques dont l'assemblage représente un coût incompressible du produit. Une solution "*solid-state*" a un prix qui peut être d'autant plus diminué que la production en volume est grande. Elle présente donc l'opportunité d'offrir des LiDARs à prix très abordables à un plus grand nombre de personnes. C'est dans le cadre de cette réflexion que **STMicroelectronics**, en collaboration avec le **CEA LETI** et le **C2N Paris-Saclay** a décidé de mener dans le cadre du projet européen IRT Nanoelec des recherches visant à démontrer la faisabilité de tels systèmes sur une plateforme de photonique silicium de niveau industriel. Ce travail va donc se poursuivre autour d'une recherche bibliographique sur les démonstrateurs OPAs présents dans le monde académique ou industriel, afin de fixer les grands axes de l'étude à venir.

## Principe de fonctionnement d'un OPA

La lumière se comporte comme une onde, à la manière d'une vague aux abords d'une plage, cette vague dispose d'une direction de propagation de l'énergie, d'une polarisation qui est la direction de mouvement des molécules d'eau, ici uniquement verticale, mais aussi d'un front d'eau ou "front d'onde" qui est perpendiculaire à la propagation. Cette relation de perpendiculaire est toujours respectée et si un phénomène change la direction du front d'eau, la direction de propagation de la vague changera également. Par exemple si la vague est ralentie de plus en plus progressivement sur son flanc gauche par un banc de sable immergé jouant le rôle de ralentisseur localisé, le front d'onde va s'incliner vers la gauche et la vague sera déviée vers la gauche. L'analogie est totalement reproductible avec de la lumière et le principe d'un OPA est de manipuler le front d'onde d'un signal optique. L'avancée de l'onde optique est caractérisée par la phase. Si nous le faisons passer à travers un réseau de modulateurs de phase, ceux-ci vont ralentir localement l'avancée du front d'onde afin de modifier sa direction. Suite à cela, un réseau d'antennes photoniques va coupler la lumière vers l'extérieur afin de former, par superposition des ondes de chaque antenne, un faisceau laser avec une direction perpendiculaire à celle du front d'onde, ce que l'on illustre en figure 1.3.(a).

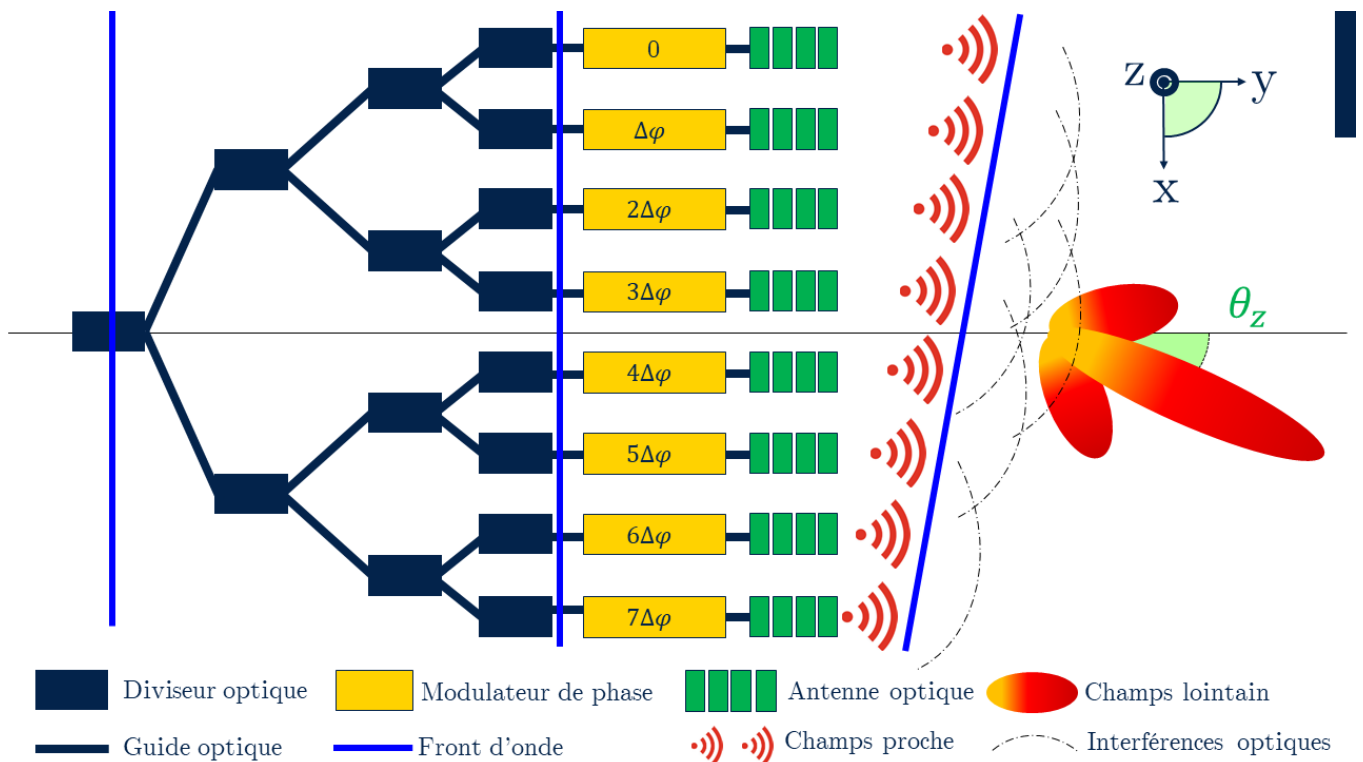


Figure 1.3 – Principe théorique d'un OPA et analyse de ses différents blocs constitutifs

Si nous illustrons le principe sur un schéma d'un OPA, nous envoyons un signal lumineux à gauche de l'image représentée en Figure 1.3 suivant l'axe  $y$  dont le repère est représenté en haut à droite. Ce signal a donc un front d'onde représenté en bleu dirigé à la perpendiculaire suivant l'axe  $x$ . En l'état, il n'est pas possible de contrôler la forme de ce front d'onde pour modifier la direction de la lumière. Pour ce faire, nous allons utiliser une arborescence de diviseurs optiques représentés par les rectangles bleus sombres afin de générer plusieurs signaux optiques ayant chacun la même phase. Comme ces derniers sont cohérents, même séparés, ils forment collectivement l'équivalent d'un signal optique à un front d'onde identique à celui initialement envoyé. Ces différents signaux optiques vont ensuite être mis en regard avec le même nombre de modulateur de phase optiques, représentés en doré. Tandis que le modulateur du haut opérera un déphasage nul, les suivants vont opérer la quantité de déphasage  $\Delta\varphi$  en supplément de son voisin, de sorte à linéairement retarder le front d'onde le long de l'axe  $x$ . Suite à cela, les signaux optiques vont être envoyés dans des antennes photoniques représentées en vert qui vont coupler les différents signaux dans l'espace libres. Par cohérence, ces signaux vont interférer les uns avec les autres pour reformer un signal optique unique mais dont le front d'onde aura été modifié. En particulier, la direction aura été modifiée comme fonction de la quantité  $\Delta\varphi$  et aura une inclinaison  $\theta_z$ . Le faisceau optique étant libre de se déplacer suivant un plan angulaire en fonction des consignes données aux modulateurs de phase, nous appellerons ce plan le **plan de phase**

Le principe d'une antenne optique est de réaliser un motif périodique afin de coupler un signal optique, initialement guidé dans une structure vers une direction donnée. Le principe peut-être illustré par le schéma suivant de la figure 1.4.

A gauche, le signal optique se dirige toujours suivant l'axe  $y$ , il a traversé l'arborescence de diviseurs op-



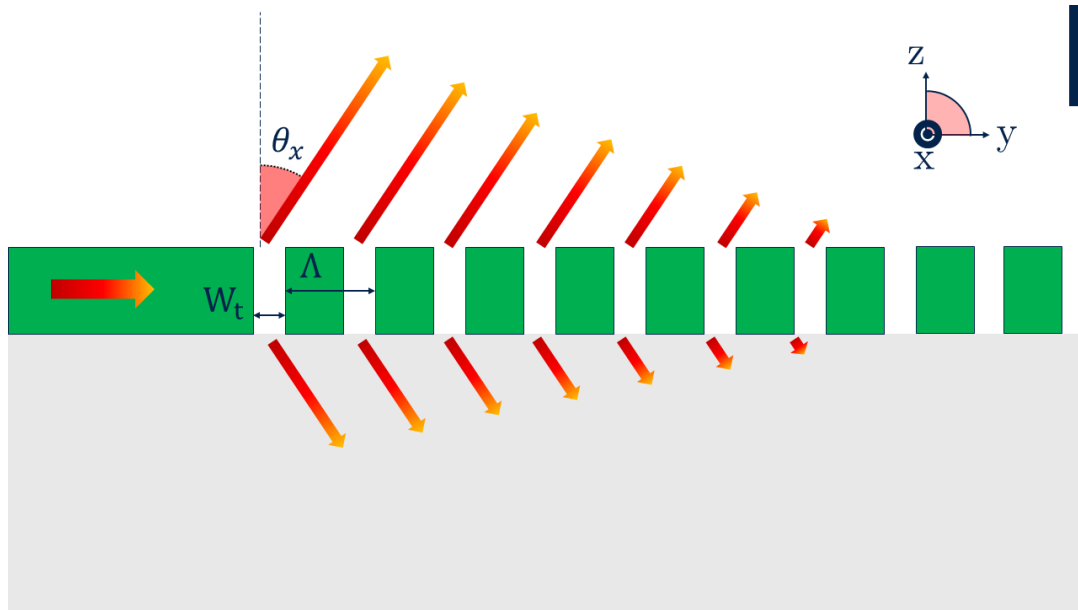


Figure 1.4 – Principe de fonctionnement d’une antenne avec mise en évidence des paramètres de la période  $\Lambda$  influençant l’angle de sortie, et la largeur des tranchées  $W_t$  influant le taux d’extraction

tiques et de modulateurs de phase. En rencontrant les motifs périodiques, il va passer d’une configuration guidée en configuration espace libre avec un certain angle dont l’expression est donnée ci-dessous par l’équation(1.2)

$$\sin(\theta_x) = \frac{\Lambda n_{eff} - \lambda}{n_c \Lambda} \quad (1.2)$$

Avec  $n_{eff}$  l’indice du milieu dans lequel le signal optique est guidé,  $\Lambda$  la périodicité du réseau,  $\lambda$  la longueur d’onde du signal et  $n_c$  l’indice du milieu dans lequel la lumière est irradiée. On remarque que si la longueur d’onde du signal optique est modifiée, alors l’angle en sortie est également modifié suivant  $\theta_x$  alors que le système OPA peut modifier l’angle de sortie selon l’angle  $\theta_z$ . L’antenne photonique est donc un système sensible à la longueur d’onde. Il est donc possible de balayer un faisceau optique par l’accordabilité en longueur d’onde, indépendamment du contrôle par la phase. Le plan de balayage en longueur d’onde étant différent de celui du **plan de phase** et dépendant de  $\lambda$ , nous l’appellerons le **plan chromatique**. Néanmoins, ces descriptions restent de l’ordre du principe théorique, nous souhaitons donc apporter une illustration de ce que pourrait donner un tel composant sur un cas concret.

## 1.0.2 Principe d’un OPA sur plateforme photonique

Ce cas concret doit prendre place dans les possibilités offertes par la plateforme photonique STMicroelectronics qui offre justement la plupart des fonctions décrites ci-dessous comme le guidage, la division, la modulation ou le couplage en espace libre d’un signal optique. Cette plateforme photonique nommée PIC50G a été développée initialement pour des applications de datacommunication et repose sur le principe du confinement optique. En structurant une couche de silicium d’indice de réfraction  $\approx 3.5$  entourée d’un milieu de silice ( $SiO_2$ ) d’indice de réfraction plus faible  $\approx 1.44$ , la lumière peut-être guidée sous forme

de mode optique dont nous pouvons aisément simuler le profil d'intensité et leur propriétés associée comme illustré dans la figure 1.5 . Ces derniers sont alors invariants suivant la direction  $z$  et se propagent suivant cette direction, on peut alors même réaliser des guides courbés et toute une série de structures variées dites "passives". L'épaisseur du silicium est de 300 nm tandis que la couche inférieure de  $SiO_2$  et de  $1.5\mu m$ , le format de plaque est fixé à un diamètre de 300 mm on parle alors de "SOI" 300 mm pour "Silicon On Insulator".

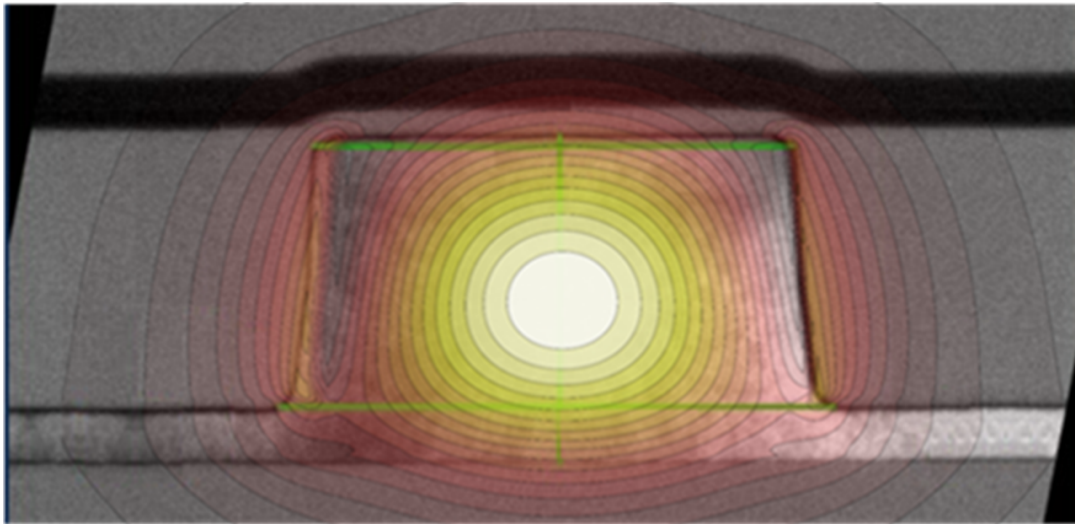


Figure 1.5 – Coupe de guide d'onde par microscopie à transmission électronique (TEM) avec calque d'un profil de mode optique simulé en intensité normalisée

Ce principe a alors amené à la conception durant plusieurs années sur le site de Crolles d'une plateforme photonique proposant une vaste gamme de structures passives en silicium illustrées en Figure 1.6 reproduite depuis dans la publication [5]. Les guides d'onde passifs servant à diriger les signaux optiques sont encadrés en rose et se déclinent en différentes architectures nommées STRIP, MRIB et DRIB respectivement illustrées en Figure 1.6.(d), (c) et (e)(deux guides DRIB rapprochés) présentant chacun des avantages et inconvénients qui seront explicités et exploités dans les différents chapitres. Une couche photonique en SiN d'indice  $\approx 1.95$  positionnée au-dessus du silicium permet également des fonctions passives en Figure 1.6.(f) identiques et en parallèle du silicium. Les antennes photoniques sont initialement disponibles tant en Si qu'en SiN respectivement illustrées en Figure 1.6.(a) et (g). Enfin les modulateurs de phases, bien que peu diversifiés sur cette plateforme sont présents et initialement dédiés aux datacommunication pour la modulation de phase ultra-rapide de signaux optiques et sont illustrés en Figure 1.6.(b) bien qu'il existe de nombreux autres types de modulateurs de phase.

Les premiers travaux de thèse ont alors consisté à réaliser des OPAs sur la base de cette plateforme photonique. Bien que ce travail de conception soit amplement décrit dans le Chapitre 2, nous nous attardons ici sur un exemple d'OPA que l'on pourrait imaginer et concevoir sur cette plateforme afin d'appliquer concrètement les principes décrits par les figures 1.3 et 1.4 Dans ce schéma, on représente un OPA en silicium (représenté en noir) basé, pour l'exemple, sur des guides STRIP par lequel passe en bas à gauche un signal optique (représenté en jaune). En haut à droite, on représente les mêmes conventions de notations de notre base de repère  $(x, y, z, \theta_x, \theta_y, \theta_z)$  qui sera utilisé, sans exception, pour toutes les thématiques à venir et, en particulier durant la modélisation fine du système en section 2.1

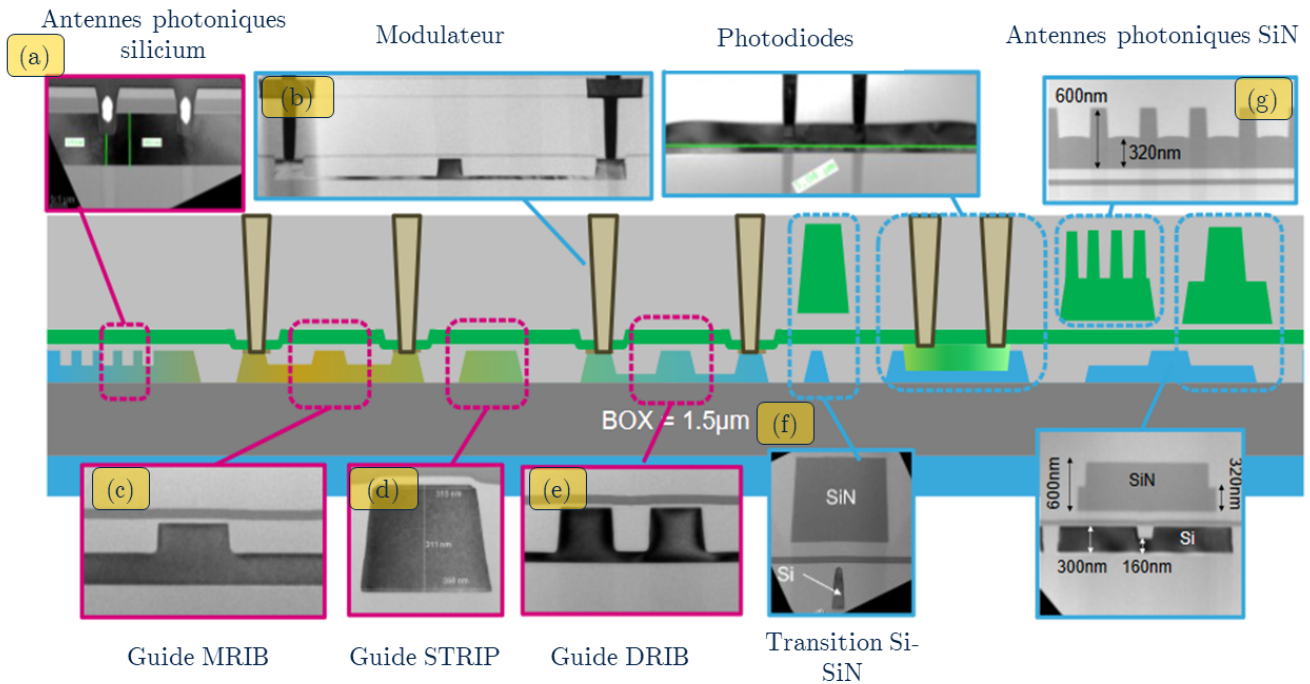


Figure 1.6 – Plateforme PIC50G, (a) Antennes photoniques silicium, (b) Modulateur de phase p-n à déplétion, (c) Guide d'onde MRIB pour les faibles pertes, (d) Guide d'onde STRIP pour la compacité, (e) Guide d'onde DRIB pour les modulateurs, (f) Guide d'onde SiN pour les très faibles pertes, (g) Antennes photoniques SiN

Un laser est positionné face au guide d'onde, par exemple via l'utilisation d'antennes photonique utilisées cette fois de l'espace libre vers un mode guidé, ou de couplage latéral[6] pour que la lumière projetée dans l'espace se couple dans le guide d'onde. Ensuite, nous le subdivisons en plusieurs guides d'onde grâce à des diviseurs optiques 1-vers-2 successifs afin de faire transiter plusieurs modes optiques disposant de la même phase. Ces diviseurs sont généralement des MMIs pour "Multi-Mode Interferometer" [7], illustrés en figure 1.3.(b) en lieu et places de subdivisions de guides en Y, qui présentent davantage de pertes ou des coupleurs évanescents, moins à pertes mais très dispersifs et peu robustes aux erreurs de fabrication. Cela permet ainsi aux MMIs de garantir, autant qu'il est possible, une division du signal avec un ratio d'environ 50/50 et de limiter les pertes d'insertion optique qui s'accumuleront à chaque étage de division. En aval de cet "arbre" de MMIs, on dispose donc d'un simulacre de front d'onde spatialement discrétisé au niveau de chaque guide d'onde. Le front d'onde est représenté par une ligne bleu-sombre comme précédemment. L'opération de modulation de phase est illustrée ici avec un modulateur de type thermique qui consiste en une couche métallique positionnée au-dessus du guide d'onde et qui va fortement chauffer pour modifier la température environnante, en particulier celle du guide silicium dont l'indice de réfraction est dépendant de la température. La phase optique  $\Delta\varphi$  est alors modifiée suivant l'expression :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L \quad (1.3)$$

Avec  $\Delta n$  la variation d'indice de réfraction due à la température qui sera détaillée au Chapitre 3, et  $L$  la

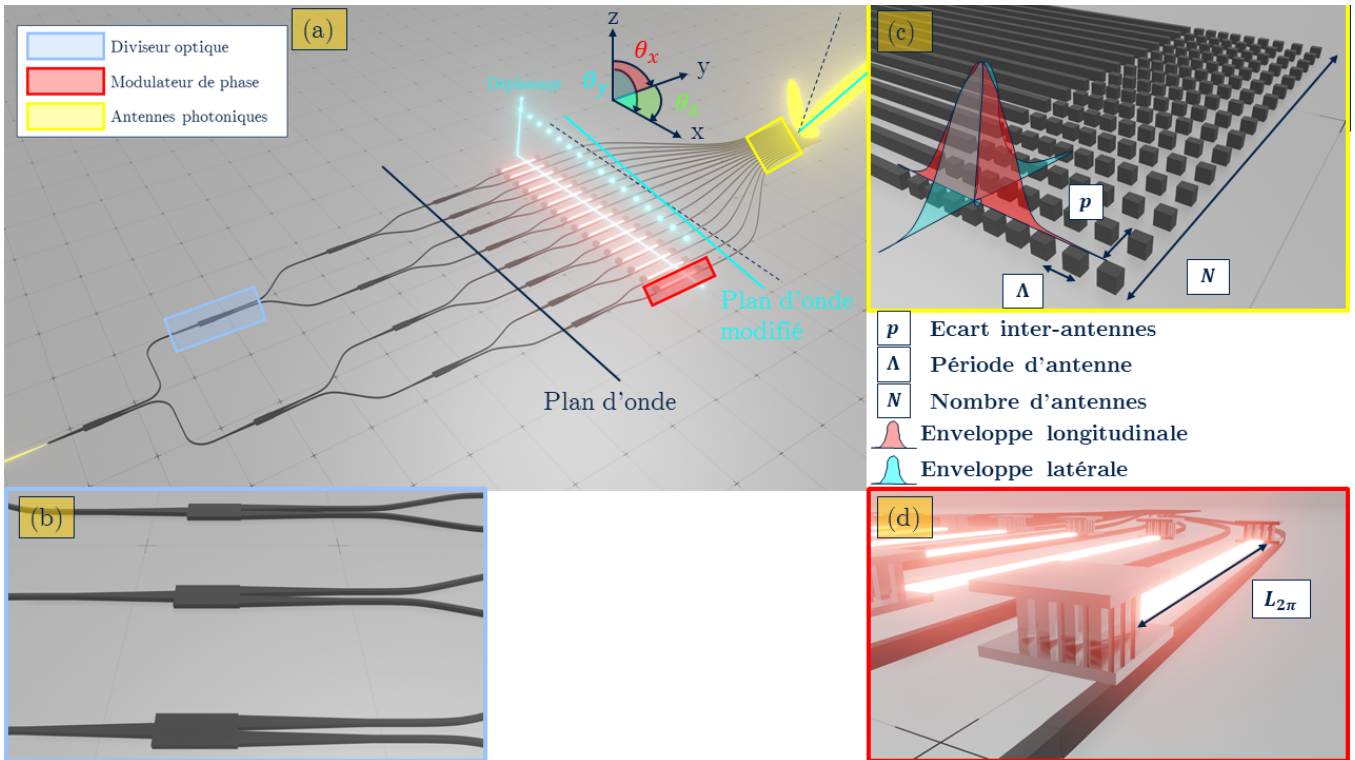


Figure 1.7 – Schéma d'un OPA et de ses constituants principaux : (a) système OPA, (b) Réseaux de diviseurs optiques, (c) Réseau d'antennes, champs optiques et paramètres critiques, (d) Modulateurs de phase (ici thermique)

longueur de la section chauffée. Ce type de modulateur est illustré en Figure 1.7.(d) et se doit en théorie de pouvoir atteindre toutes les valeurs de phase, soit de 0 à  $2\pi$  pour contrôler le front d'onde. Ainsi, à une valeur  $\Delta n$  donnée, il faudra que la longueur soit suffisante pour que la valeur de  $2\pi$  soit atteinte, on appelle alors généralement cette longueur critique  $L_{2\pi}$ .

Ce nouveau front d'onde programmé est ensuite couplé dans le plan vertical par des antennes photoniques représentées en figure 1.3.(c) qui reportent la rotation du front d'onde dans le plan  $\theta_y$  que l'on appellera par simplicité le "plan de phase". La reconstruction du faisceau laser par interférence optique peut se produire de deux manières. Dans le cas extrême où les antennes sont très éloignées l'une de l'autre, relativement à la longueur d'onde, la diffraction s'applique à chacune des antennes dont l'ouverture suivant la largeur du guide d'onde est très faible. On obtiens alors une série de champs optiques avec des lobes de diffraction multiples (cas de la diffraction sur une ouverture simple). A l'inverse, si les antennes sont rapprochées d'une distance bien inférieure à la longueur d'onde (au plus  $\frac{\lambda}{2}$ ), Dans ce cas, l'ensemble des antennes se comporte comme une ouverture homogène car le signal optique ne distingue plus les différentes ouvertures. Et comme l'ensemble à une taille plus grande ( $(N - 1)p$ ), nous observons moins de diffraction, c'est-à-dire, une divergence moindre avec peu voir pas de lobes secondaires. La divergence est d'autant plus faible que  $(N - 1)p$  est grand. Au milieu de ces extrêmes se trouve les dimensions de la photonique intégrée. Les antennes sont séparées d'une distance  $p$  de l'ordre de 1 ou plusieurs  $\lambda$ . La caractéristique du faisceau optique prend alors les deux propriétés citées précédemment, il dispose de lobes de diffraction, mais moins nombreux, généralement entre 2 et 4, voire 0 pour un  $p = \lambda/2$ , sa divergence est toujours non-nulle, mais fortement réduite d'autant plus que le produit  $(N - 1)p$  est grand.

Cette divergence, représentée dans la figure 1.7.(c) par la gaussienne bleu dans le plan de phase est indépendante des propriétés des antennes photonique qui imposent une divergence illustrée par la gaussienne rouge parallèle au prolongement des antennes photoniques. Cette divergence dans le plan chromatique, par les lois de la diffraction dépend de la taille de l'ouverture suivant l'axe  $y$ . Plus il reste de lumière émise sur une distance d'antenne élevée, moins divergent sera le faisceau. Pour ce faire, on dimensionne la taille des motifs périodiques, si ces derniers ont une amplitude de taille ou d'indice de réfraction trop forte, le champ sera rapidement extrait des antennes au bout d'une certaine longueur qui sera plus faible que la longueur totale de l'antenne et le champ divergera d'autant plus que cette longueur dite "d'extraction" sera faible. Autrement dit, si l'on souhaite une divergence de faisceau très faible dans le plan  $\theta_x$ , il faut une antenne avec un **"taux d'extraction"** aussi faible que possible et une longueur d'antenne tout autant élevée qu'il restera de la lumière au cours de la propagation.

Pour résumer, l'OPA génère un faisceau laser avec une divergence dans un plan dit de phase dépendante du nombre d'antenne et qu'on appellera  $\delta\theta_p$ , et une divergence dans le plan dit "chromatique" appelée  $\delta\theta_c$  qui dépend principalement de la force d'extraction des antennes. En manipulant la phase, on peut modifier l'angle suivant une direction quand la manipulation de la longueur d'onde permet de balayer suivant une autre dimension. On peut donc imaginer l'application suivante de l'OPA dans un LiDAR intégrée à une voiture autonome par exemple.

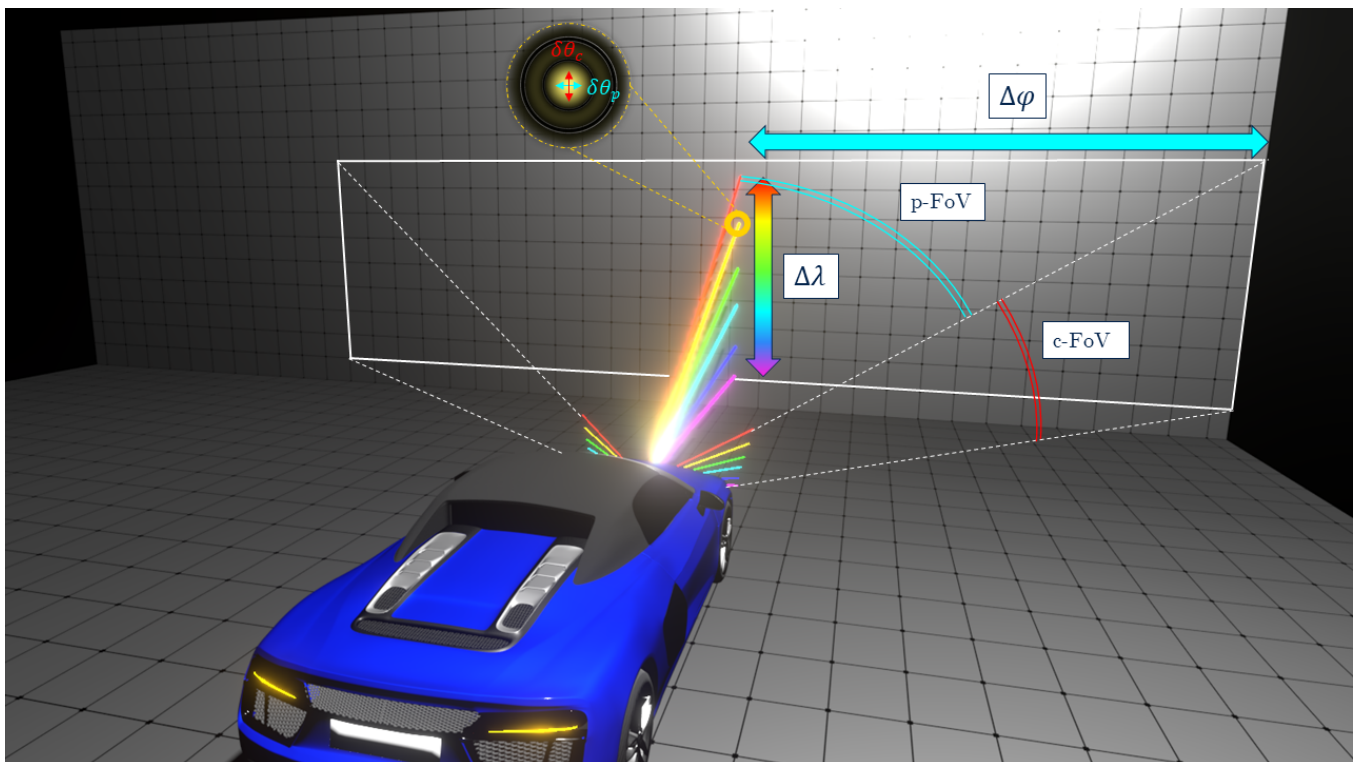


Figure 1.8 – Description du balayage en déphasage et en longueur d'onde

Cette voiture autonome peut projeter horizontalement des faisceaux en faisant jouer la phase  $\Delta\varphi$  représentée par la double flèche bleue claire, tandis qu'une variation de longueur d'onde, ici représentée en couleur si nous pouvions voir les faisceaux infrarouges, les fera balayer dans l'autre dimension. Dans le plan de phase, la présence de lobes secondaires, discrètement représentée à gauche et à droite du faisceau principal fixe une limite angulaire au-delà de laquelle un détecteur verrait plusieurs faisceaux, le

principal et les lobes de diffractions. Cela rendrait la détection ambiguë et pour éviter cela, il est de coutume de définir l'écart angulaire entre les ordres de diffraction et le faisceau principale comme le champ de vus maximum, ou l'angle de balayage maximal, appelé "FoV" pour Field-of-View, qu'on appelle  $p - FoV$  car cette limite ne concerne que le plan de phase. Ce  $p - FoV$  est qualitativement modifiable en modifiant l'écart  $p$  entre les antennes. Plus il est faible, plus les ordres de diffraction sont éloignés et plus le  $p - FoV$  est important. Mais il est rarement égal à  $180^\circ$  car cela implique un écart  $p = \lambda/2$  qui suppose des guides d'onde extrêmement proches [8].

Enfin, dans le plan chromatique, nous ne sommes limités que par l'intervalle maximale de longueur d'onde accessible qui fixera l'intervalle angulaire, qu'on nommera le  $c - FoV$  car dans le plan chromatique.

Dans cette partie, nous avons explicité de manière qualitative les paramètres importants jouant sur le comportement d'un OPA et sa capacité à balayer dans une ou deux directions. Cette introduction était nécessaire pour la partie suivante qui va comparer les différents OPAs proposés dans l'état de l'art. Une analyse plus quantitative du système sera proposée au chapitre 2 avec une modélisation plus poussée.

## 1.1 Etat de l'art

### 1.1.1 Architecture d'un OPA passif en photonique silicium

La première démonstration d'OPA que l'on puisse trouver dans la littérature date d'un demi-siècle [9] avec un réseau de 46 guides d'onde en LiTaO<sub>3</sub> séparés de 500 nm et émettant un faisceau laser à 632 nm dans le rouge. Le déphasage entre les guides d'onde se basait sur "*l'effet Pockels*" modifiant l'indice de réfraction via un champ électrique produit par des électrodes métalliques avoisinant les guides d'onde, les bases de cet effet seront précisés en sous-section 1.1.2 Le démonstrateur est simple mais valide le principe de guidage laser sans pièces mécaniques mobile. Quelques autres démonstrateurs seront encore recensés en très faible nombre jusqu'à la fin du siècle et utiliseront d'autres matériaux usant toujours de l'effet Pockels tels que l'AlGaAs [10]. Mais on doit la première démonstration d'un OPA compact en photonique sur silicium au début des années 2010 à Acoleyens et son équipe de l'IMEC. Il proposera l'utilisation de l'effet thermo-optique [11] modifiant l'indice de réfraction par la température, et de la dispersion en longueur d'onde du silicium [12] pour opérer des balayages bi-dimensionnels. Cette base solide offerte par les OPAs dits alors "thermiques" a permis de démontrer des versions avec toujours plus d'antennes et de modulateurs au fil des années allant de 16 jusqu'à une extrême de 8192 canaux [8], [11], [13]–[25]. Rappelons que le but était de diminuer la divergence du faisceau tout en augmentant le  $FoV$  mais aussi d'étudier l'intégration de systèmes de très grande taille et les difficultés qui en découlent. La première est la manière dont le signal optique doit être divisé en plusieurs branches pour recréer un front d'onde discrétisé sur le plus grand nombre d'antennes possible.

### 1.1.2 Création d'un front d'onde par division optique

Les premières architectures OPA silicium proposées par le monde académique jusqu'en 2016, ont globalement convergé vers le schéma de la figure 1.3 et illustré en figure 1.9.(a), à savoir une arborescence de MMIs [10], [26], [27] et un contrôle individuel des modulateurs de phase en parallèle. Au lieu que le  $n^{eme}$  modulateur soit  $n$  fois plus déphasé que le modulateur  $n^o1$ , on exploite le fait qu'un déphasage n'est donné que modulo  $2\pi$ , pour n'opérer que des déphasages allant de 0 à  $2\pi$ . A l'inverse, une seconde configuration, utilisant des coupleurs évanescents en série [11], [27], [28], est apparue pour répercuter le déphasage d'une

antenne sur la suivante, faisant fi de l'astuce du déphasage modulo  $2\pi$ . Cela a généré l'apparition d'OPA à forme grillagées [27], [28], présenté en figure 1.9. (b) ou serpentines [29], [30] autorisant un balayage dans les deux directions grâce au déphasage seul. Ces OPAs dit "2D" cascades peuvent sembler de prime abord plus intéressants mais souffrent d'un problème d'encombrement des différentes antennes le long de la grille. Cela oblige ces dernières à être éloignées les unes des autres de plusieurs fois la longueur d'onde  $\lambda$ , ce qui implique des ordres de diffractions très rapprochés et des FoV très réduites, a fortiori avec des modulateurs de phase à ajouter à la circuiterie passive en nombre élevé au carré.

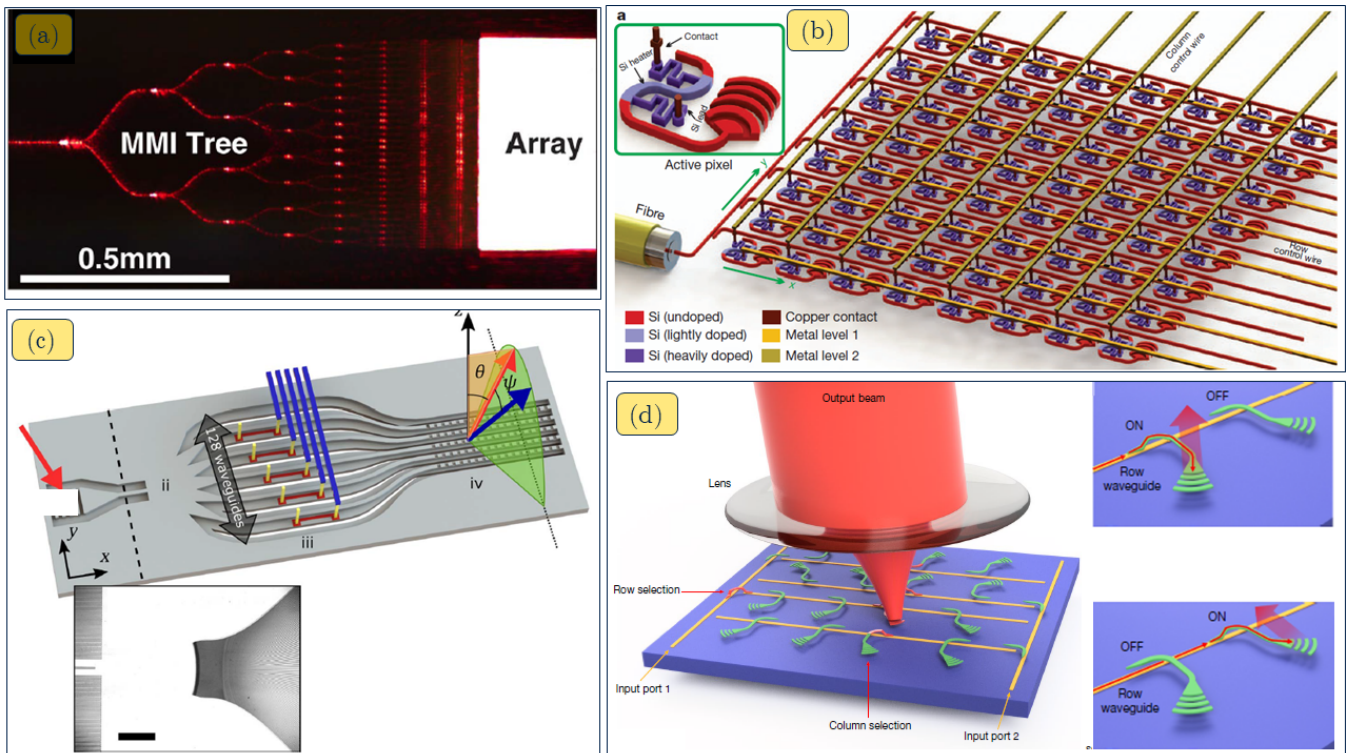


Figure 1.9 – Etat de l'art des méthodes de division optiques afin de générer un front d'onde. (a) Arborescence de MMI et modulateurs en parallèle, (b) Grille 2D d'antennes et modulateurs en série, (c) Coupleur étoile avec modulateurs en parallèles et modulation de la longueur d'onde, (d) Grille d'antennes avec switch mécanique et lentille de collimation, Ces 4 figures sont reproduites de [4], [14], [28], [31]

Une fois la modulation effectuée, les recherches ont voulu accéder à la 2<sup>e</sup> dimension en s'attachant à modifier la longueur d'onde sur des intervalles spectraux de 20 à 100 nm pour des angles de déflexion de l'ordre de 15° avec des efficacités de déflexion très réduites de quelques dizaines de degrés par nm [12], [13], [32], [33]. La modification de longueur d'onde passe, traditionnellement, par l'utilisation de lasers externes qui questionnent alors l'aspect intégré et miniaturisé des OPAs. Des travaux prometteurs se sont, et s'emploient toujours à coupler, des sources lasers accordables en longueur d'onde via une co-intégration [16], [21] ou un couplage latéral [34]. D'autres tentatives se sont employées à modifier l'indice effectif de l'antenne via le même effet thermo-optique avec des angles de déflexion équivalents mais au prix d'une consommation énergétique très élevée et d'une gestion thermique difficile [31], [35]. Ces problématiques sur la deuxième dimension font de ce sujet un des principaux points faibles du système OPA et de nombreuses alternatives d'illumination 2D s'éloignent du principe même des OPAs comme l'utilisation d'antennes dispersives [35], de matrices MEMS variées [36], [37] ou d'illuminateurs 2D optomécaniques [31] utilisant des composants macroscopiques comme des lentilles de collimation comme reproduit en

figure 1.3.(d). Néanmoins, c'est en 2016 que Intel propose un démonstrateur d'OPA [14] reproduit en figure 1.9.(c) sur une plateforme industrielle utilisant la configuration des modulateurs en parallèles pour un balayage dans le plan de phase, en combinaison du balayage en longueur d'onde dans le plan chromatique et qui, comme les précédentes démonstrations et malgré les défauts cités, restera la principale manière de balayer dans les 2 dimensions.

## Antennes photoniques et faisceau laser optimisé

Dans le cadre strict des OPAs, de nombreux travaux ont alors porté sur les antennes pour améliorer leurs performances dans le plan chromatique. Les différentes publications précédemment évoquées ont montré que la divergence et l'angle de balayage dans le plan de phase s'optimisaient presque exclusivement avec un nombre croissant d'antennes [25] aussi proches les unes des autres que possible [8]. Des balayages de  $180^\circ$  étant même possibles avec des espacements d'antennes approchant  $\lambda/2$  [26] ou l'antenne unique [38]. Dans le plan chromatique, la diminution de la divergence jusqu'à celle d'un pointeur laser courant, est étudiée par des antennes avec le plus faible taux d'extraction possible et la plus grande longueur possible pour limiter la diffraction. Pour cela, il est proposé des motifs périodiques aux reliefs aussi faibles que possible comme les réseaux corrugués et nanotrous [39], l'apodisation [40] voire l'utilisation d'une deuxième couche photonique en SiN [32]. En outre, de nombreux travaux ont visé à améliorer la directionnalité des antennes au-delà de 90% de la lumière couplée dans une direction, c'est-à-dire la quantité de lumière réellement couplée dans la direction de sortie du faisceau. Cela passe par une brisure de la symétrie verticale qui favorise le couplage vers le superstrat au détriment du substrat. Nous pouvons citer des travaux sur des niveaux de gravure multiples que ce soit sur le guide ou les multicouches SiN [40], [41] ou enfin l'effet BIC pour "bound state in the continuum" consistant à opérer des interférences destructives latéralement à chaque antennes pour favoriser des interférences constructives dans le plan chromatique [39].

Enfin, le dernier composant dont l'étude s'est révélé nécessaire dans l'examen des OPAs est celui du modulateur de phase dont les performances sont directement reliées à celles du balayage. Comme expliqué plus haut, c'est la modification du front d'onde par ces modulateurs qui fixe la direction du faisceau et cela de manière totalement indépendante de la manière dont l'on conçoit les antennes ou les passifs.

## Modulateurs de phase et balayage laser

Les plus simples sont les modulateurs thermiques qui exploitent la modification de l'indice du matériau par la température et que l'on retrouve dans un grand nombre de démonstrations d'OPAs. On en trouve généralement de deux sortes, l'un est dit à "chauffage direct" schématisé en figure figure 1.10.(a) car il consiste à injecter un courant électrique  $I$  dans du silicium dopé généralement sous forme de jonction  $p-i-p$  [42], [43] pour chauffer, par effet Joule, la partie intrinsèque centrale la plus résistive et qui est justement la partie où transite le mode optique. Le différentiel de température  $\Delta T$  produit un différentiel d'indice de réfraction  $\Delta n$ , comme indiqué dans l'équation ci-dessous. L'autre méthode, consiste en un chauffage indirect, schématisé en figure 1.10.(b), où le courant  $I$  chauffe un fil métallique qui chauffe indirectement un guide à proximité [22], [44]–[52]. Ces modulateurs sont utilisés car l'effet thermo-optique modifie uniquement l'indice de réfraction, c'est à dire sans modifier l'absorption du matériau à la longueur d'onde considérée. Il est donc parfaitement adapté pour des manipulateurs de front d'onde tels que les OPAs. Enfin, cet effet dispose d'une efficacité caractérisée par le coefficient thermo-optique "TOC" qui dépend généralement du matériau considéré, son énergie de bande interdite, mais aussi les conditions physico-chimiques auxquelles il a été soumis durant son intégration. Autour d'une température de référence, ici



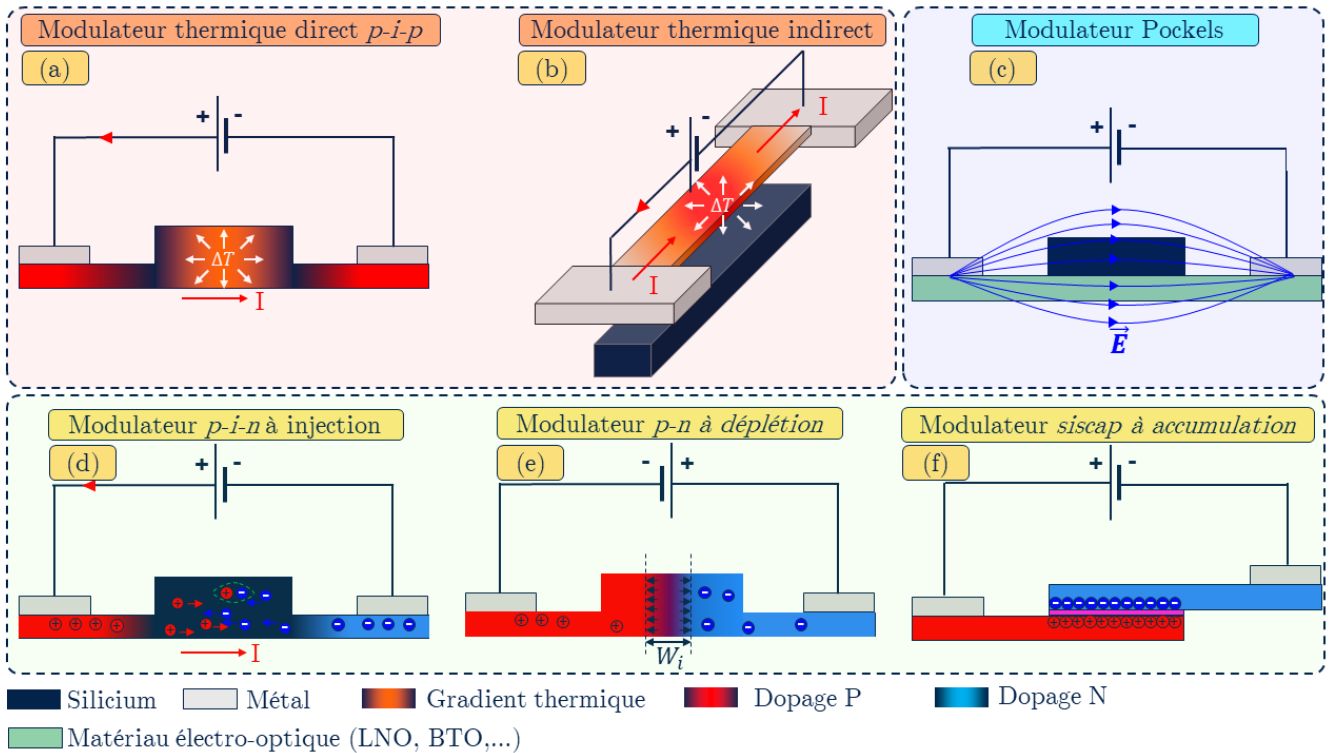


Figure 1.10 – Illustration des principaux modulateurs de phase intégrables en photonique sur silicium

300K, la relation de dépendance est linéaire, ce qui se traduit par l'équation ci-dessous :

$$\Delta n = TOC \cdot \Delta T \text{ avec } TOC = \frac{\partial n}{\partial T} (T=300K) \quad (1.4)$$

Comme il s'agit d'opérer un changement d'état de notre système, le déphasage nécessite de l'énergie pour opérer ce changement. Ce coût énergétique est considéré comme un des plus élevés des différents effets physiques de modulation d'indice optique car il élève la température de l'ensemble des matériaux sur des amplitudes spatiales de l'ordre de 1 à plusieurs dizaines de  $\mu m$ . Il s'agit là d'un premier inconvénient auquel s'ajoute un temps de réaction relativement élevé car contraint par le temps de réchauffement/refroidissement. Heureusement, plus le  $TOC$  sera élevé, moins il faudra de température pour opérer un déphasage donné. Cela diminuera donc le coût énergétique et le temps de réponse et le silicium dispose naturellement d'une des plus grandes valeurs accessibles pour un matériau monocristallin [53] qui est égale à  $18 \cdot 10^{-5} K^{-1}$  ce qui est supérieur de plus d'un ordre de grandeur aux  $TOC$  accessibles par les matériaux optiques standards basés sur le  $SiO_2$ .

Néanmoins, les modulateurs d'OPAs les plus anciens ont préférentiellement utilisé un autre effet physique qui ne souffre nullement de problème de consommation énergétique et de lenteur. Il s'agit de l'effet *Pockels* qui modifie l'indice de réfraction via des champs électriques qu'il est aisé de produire dans le domaine de la microélectronique. La dépendance indice-champ électrique vient du fait que ce dernier agit sur la polarisation du matériau. Autrement dit, le champs électrique modifie la distribution électronique autour d'un arrangement atomique, ce qui modifie l'indice de réfraction. L'énergie étant la quantification

du changement d'état d'un système, il faut moins d'énergie pour modifier un nuage électronique à l'échelle atomique que pour chauffer des micromètres cubes de matériaux . Le coût énergétique de l'effet Pockels par rapport à l'effet thermo-optique est alors réduit de 3-4 voire 5 ordres de grandeurs. Pour les mêmes raisons, la réponse temporelle d'une polarisation est bien plus élevée que la réponse thermique d'un matériau, à nouveau de 5 ordres de grandeur. La variation d'indice de réfraction étant linéaire comme pour l'effet thermo-optique, une loi quantifie cette variation par un scalaire que l'on nomme  $r_{ij}$  car ce scalaire est dépendant non seulement du matériau ou des conditions physico-chimiques, mais également de la polarisation du champ optique et du champ électrique. L'indice  $i$  caractérise la direction du champ optique selon les six directions possibles données par l'ellipsoïde des indices dans le matériau d'indice de réfraction  $n_i$  et l'indice  $j$  caractérise la direction parmi les trois possibles du champ électrique  $\vec{E}$  selon une formule ci-dessous :

$$\Delta n_i = -\frac{1}{2}r_{ij}n_i^3 E_j \quad (1.5)$$

Autrement dit, la variation d'indice de réfraction n'est pas à proprement parler pondérée par un scalaire, mais par un tenseur incluant les polarisation optiques et électriques. Une explication plus précise de cet effet est fournie en Annexe car nécessaires aux développements effectués au Chapitre 5 sur l'effet Pockels dans le GaN (Nitrure de Gallium) et permet de se familiariser avec cette notion de tenseur électro-optique. Cet effet, en raison de sa vitesse et de son efficacité énergétique naturelle, est physiquement bien mieux adapté pour les usages des OPAs car opérer un balayage très rapide à moindre coût est primordial mais malheureusement, seuls des matériaux tels que des polymères ou III-V disposent d'une sensibilité électro-optique suffisante pour être exploitables en photonique intégrée. Le silicium et l'ensemble de ses alliages ( $SiN, SiO_2, SiGe$ ) sont dépourvus d'effet Pockels (excepté certaines configurations cristallines de  $SiC$ ), car elles sont structurées sous la forme de mailles centro-symétriques qui impliquent une non-sensibilité électro-optique à cet effet. Ainsi, l'intégration de matériaux n'appartenant pas à la colonne IV est plus ardue car souvent incompatible avec les procédés de fabrication de composants CMOS standards. Bien que de nombreuses démonstrations récentes de modulateurs Pockels ouvrent la voie à l'utilisation d'OPA, via l'utilisation de matériaux plus exotiques tels que le  $LiNbO_3$  [54], [55] et le  $BaTiO_3$  [56], elles restent confinées dans le domaine académique. Pour la raison ci-dessus, de tels modulateurs convergent en aspect vers l'illustration en figure 1.10.(c), c'est-à-dire, une couche de matériau actif pleine plaque, non gravée, ni structurée, sur laquelle un dépôt de matériau passif est déposé pour réaliser un guide d'onde . Un dépôt métallique est réalisé afin de créer un champ électrique.

Historiquement, on trouve dans le cadre académique et industriel, un effet similaire en performances à l'effet Pockels exploité dans le silicium et principalement pour les applications datacommunication qu'on appelle la *dispersion plasma*. Le principe est la modification de l'indice de réfraction par la modification de densité de porteurs de charges libres dans un semi-conducteur. Cette dernière peut se produire sur de très courtes échelles de temps à faible coût énergétique comme l'effet Pockels car le déplacement des porteurs se fait sur des échelles très courtes. En revanche, elle induit des pertes optiques proportionnelles au déphasage induit, ce qui rend cet effet moins intéressant par nature que l'effet Pockels, selon le rapport pertes engendrées par rapport au déphasage imposé. Dans le silicium, la relation de correspondance entre densité d'électrons  $\Delta N_e$ , de trous  $\Delta N_h$  et la modification de l'indice  $\Delta n$  et de l'absorption  $\Delta \alpha$  (en  $cm^{-1}$ ) est alors donnée par les deux relations suivantes qui ne sont cette fois plus linéaires [57], [58]

$$\Delta n = -5.4 \cdot 10^{-22} \Delta N_e^{1.011} - 1.5 \cdot 10^{-18} \Delta N_h^{0.838} \quad (1.6)$$

$$\Delta \alpha = 8.88 \cdot 10^{-21} \Delta N_e^{1.167} + 5.84 \cdot 10^{-20} \Delta N_h^{1.109} \quad (1.7)$$

D'un point de vue physique, la dispersion plasma est décrite par les formules suivantes, qui, bien qu'elles ne rendent pas exactement compte des mesures expérimentales, traduisent bien les dépendances de cet effet physique :

$$\Delta n = - \left( \frac{q^2 \lambda^2}{8\pi^2 c^2 \epsilon_0 n} \right) \cdot \left( \frac{\Delta N_e}{m_e^*} + \frac{\Delta N_h}{m_h^*} \right) \quad (1.8)$$

$$\Delta \alpha = \left( \frac{q^3 \lambda^2}{4\pi^2 c^3 \epsilon_0 n} \right) \cdot \left( \frac{\Delta N_e}{\mu_e m_e^{*2}} + \frac{\Delta N_h}{\mu_h m_h^{*2}} \right) \quad (1.9)$$

Avec  $\mu_{e,h}$  les mobilités respectives des électrons et des trous, et enfin  $m_e^*$  and  $m_h^*$  les masses effectives de conductivité des porteurs dans le silicium.

Ce qu'il faut retenir ici est que le déphasage et les pertes sont augmentés avec la densité de porteurs libres, et ce d'autant plus que leurs masses effectives sont faibles et/ou que la longueur d'onde est élevée. Néanmoins, plus la mobilité des porteurs est élevée, plus les pertes peuvent être réduites, ainsi, masses effectives et mobilités fixent le rapport déphasage sur pertes et le cas optimal serait des masses effectives très faibles pour augmenter  $\Delta n$ , mais cela aurait pour conséquence d'augmenter les pertes  $\Delta \alpha$  sauf si les valeurs de mobilités sont également très élevée pour rehausser la valeur du terme  $\mu m^{*2}$  de l'équation (1.9). Nous pouvons arguer que cet effet peut sembler plus hasardeux dans une thématique OPA car la modification du front d'onde passerait aussi par une modification spatiale de l'intensité des points de ce front d'onde. Autrement dit, à une direction de faisceau donnée, chaque antenne aura son déphasage, et son intensité, différente de ses voisines, avec des conséquences sur la reconstruction du faisceau laser qui sera explicitée en sous-section 2.1.4. Néanmoins il existe d'ores et déjà des démonstrations d'OPA utilisant la dispersion plasma dans le silicium [17], [18], [33], [59] ou des III-V[34] et on ne peut écarter leur utilisation sur la seule base qu'ils ne sont pas des modulateurs de phase pure. D'un point de vue de la mise en pratique, cet effet passe par une grande variété de modulateurs de phase composés de parties dopées utilisées pour acheminer ou retirer les porteurs libres de la zone d'interaction avec le mode optique. Cette variété est néanmoins structurée autour de 3 régimes, le premier est dénommé *l'injection de porteurs* illustré en figure 1.10.(d) et consiste à simplement injecter des porteurs libres dans une diode *p-i-n*. La combinaison entre le débit de courants d'électrons et de trous et leur taux de recombinaison va fixer une densité de porteurs en fonction de la tension appliquée et qui sera en dépendance exponentielle, ce qui est typique des courbes I-V des diodes. Ce type de modulateur est capable de déphaser exponentiellement avec la tension appliquée, ce qui en fait généralement des modulateurs très compacts car la

longueur  $L_{2\pi}$  est réductible de quelques centaines de  $\mu\text{m}$  à 1 mm au plus, mais les pertes optiques évolueront également de manière exponentielle. Malgré une utilisation quasi-exclusivement dédiée à la data-communication [60]–[64], elles sont proposées de manière récente comme alternative aux modulateurs thermiques dans les OPAs [17], [59] pour leur plus faible consommation d'environ 1 mW contre 5 à 30 mW pour les modulateurs thermiques, leur plus grande vitesse (plusieurs centaines de MHz contre quelques dizaines de kHz en thermiques), et ce, malgré les pertes optiques de la dispersion plasma, s'élevant à 2-3 dB d'atténuation contre 0 en modulation thermique.

Le second régime est la *déplétion de charges* que l'on réalise dans une diode  $p-n$  car l'interface de la jonction engendre une zone quasi-vide de charges dont la largeur  $W_i$ , schématisée en figure 1.10.(e), est fixée à 0V par les niveaux de dopages respectifs mais sera fonction de la tension appliquée bien qu'à tendance asymptotique. Ainsi, plus une tension inverse sera appliquée fortement, plus la zone de déplétion s'élargira et modifiera l'interaction avec le mode optique. L'amplitude de l'élargissement s'opérant sur seulement quelques dizaines de nm aux échelles de tensions usuelles ( $\leq 3.3V$ ), l'évolution du déphasage et des pertes est très faible. Cela nécessite alors des dispositifs bien plus longs que les  $p-i-n$  en injection, mais le coût énergétique d'un déplacement si infime est alors très faible en comparaison de l'injection de charge qui produit un courant électrique sur des  $\mu\text{m}$  de distance en continu, et se produit, de plus, sur des échelles de temps encore plus courtes. Cette option est donc ce qui peut se rapprocher le plus d'un effet Pockels, modulo les pertes optiques. Ce régime de déplétion est majoritairement utilisé en datacom pour sa très haute vitesse de débit de plusieurs GHz voire dizaines de GHz [60], [62], [65]–[70]. Néanmoins, elle attire de plus en plus l'attention pour les applications OPAs pour ses niveaux de consommation infimes de quelques  $\mu\text{W}$  [33], soit 1000 fois moins que ce qu'un modulateur thermique ou à injection de charges pourra jamais proposer.

Enfin, le dernier régime est appelé *l'accumulation de charges*. Il consiste à injecter des charges comme pour une diode  $p-i-n$ , mais en séparant les régions dopées par un oxyde isolant qui occasionnera une accumulation de charges très intense à l'interface de ce dernier. Cette intense accumulation de charges produit un couple déphasage/pertes bien plus important que les  $p-n$ , tout en conservant un déplacement des porteurs très localisé du fait de l'impossibilité d'établir un courant de part et d'autre de la jonction. Ils sont donc plus compacts que les modulateurs à déplétion car à même tension appliquée le déphasage induit est quatre à cinq fois plus intense, au prix d'une vitesse réduite et d'une consommation accrue, mais toujours très faible au regard des modulateurs thermiques et même des modulateurs à injection. Ces dispositifs appelés *siscap* sont cependant bien plus difficiles à intégrer car ils impliquent de déposer une tri-couche silicium monocristallin - couche d'oxyde - silicium polycristallin [71]–[73], et il n'existe qu'un très faible nombre de démonstrations pour la datacommunication, aucune dans le cadre des OPAs, malgré des performances honorables si extrapolées sur cette thématique. Des travaux prometteurs ont été proposés sur ce même type de modulateur en remplaçant la couche poly-cristalline de silicium par des couches monocristallines d'alliage quaternaire de III-V de type  $InGaAsP$  dont le ratio déphasage sur pertes est supérieur à celui du silicium d'un ordre de grandeur en raison de mobilités de charges plus élevées et de masses effective électronique bien plus faibles que pour le silicium [74]. De surcroît, la dispersion plasma dans  $InGaAsP$  est renforcée par deux effets de modulation de phase appelés "*remplissage de bande interdite*" et "*renormalisation de bande interdite*" [75], [76]. Les performances de tels composants dans l'état de l'art sont alors excellentes [77], [78] si extrapolées pour les OPAs. Mais l'intégration est extrêmement difficile car elle doit faire appel au collage de plaques pour combiner à la fois le silicium et le III-V [79].

Le comportement de ces modulateurs sera étudié en détail dans la section 3.6 car le modulateur de phase est un des composants les plus importants de l'OPA au même titre que les antennes ou l'architecture système globale. Dans le cadre de cette thèse, nous décidons de nous intéresser en priorité aux modulateurs de phase dans le but de nous concentrer sur les meilleures méthodes pour obtenir un balayage rapide, à faible consommation, le tout avec des modulateurs de phase assez compacts pour être intégrés dans un OPA, avec un minimum de pertes optiques qui se répercuteraient sur le faisceau laser de sortie.

### 1.1.3 Evaluation d'un OPA par le modulateur de phase

Afin d'étudier les modulateurs de phase et leurs performances, nous devons élaborer des critères les caractérisant. En premier lieu il doit être rapide et consommer peu d'énergie au regard de spécifications précises qui seront développées au Chapitre 2 en Table 2.1 mais qui se résument à des fréquences de balayages de 1 MHz pour des consommations énergétiques inférieures au mW. Ce sont deux caractéristiques observables macroscopiquement qui sont reliées aux propriétés microscopiques liées à un modulateur, à savoir sa bande-passante  $f_c$  (ou son temps de réponse  $t_c$  à une consigne crête-à-creux) et sa consommation d'énergie ou de puissance pour opérer des déphasages entre 0 et  $2\pi$ . Afin d'obtenir une consommation moyenne de modulateur de phase, on va considérer un OPA en balayage laser continu entre les extrêmes angulaires de son champs de vision. Chaque modulateur verra alors, tout à tour, sa tension varier entre deux bornes  $V_{min}$  et  $V_{max}$ . En moyenne, la consommation d'un modulateur sera égale à la moyenne continue entre ses bornes de tension, soit l'intégrale normalisée entre ces bornes de la consommation d'un modulateur en fonction de la tension  $P_{modulateur}(V)$ . Si nous voulons remonter à la consommation d'un OPA entier, il suffit de multiplier cette moyenne continue par le nombre d'antennes  $N$ , ce qui donne l'expression mathématique suivante :

$$P_{elec} = \frac{N}{V_{max} - V_{min}} \cdot \int_{V_{min}}^{V_{max}} P_{modulateur}(V) dV \quad (1.10)$$

En introduisant cette notion d'intervalle de tension appliquée, nous touchons à une spécification importante de la micro-électronique qui propose des produits limités en tension, par exemple à 3,3 V selon la technologie CMOS. En se limitant en tension, il faut alors adapter la longueur du modulateur pour être certain qu'il puisse opérer un déphasage de  $2\pi$  sous cette contrainte, on en vient alors à considérer le troisième critère d'un modulateur, déjà évoqué est la longueur pour atteindre  $2\pi$ , soit  $L_{2\pi}$ . Cette valeur est simple à calculer si l'on connaît l'évolution de l'indice du mode optique avec la tension  $n_{eff}(V)$ . On calcule tout d'abord le déphasage linéique par unité de longueur selon la formule :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot (\Delta n_{eff}(V_{max}) - \Delta n_{eff}(V_{min})) \quad (1.11)$$

On déduit ensuite la longueur  $L_{2\pi}$  par une règle de 3 :

$$L_{2\pi} = \frac{2\pi}{\Delta\varphi(V_{max}) - \Delta\varphi(V_{min})} \quad (1.12)$$

La connaissance de cette longueur permet ensuite de déterminer les pertes d'insertion d'un modulateur en multipliant les pertes de propagation  $\alpha_{propagation}$  (fournie généralement en dB/mm) par cette longueur de  $2\pi$  : la perte d'insertion du modulateur est donc donnée par :

$$IL = \alpha_{propagation} L_{2\pi} \quad (1.13)$$

Les pertes de propagation  $\alpha_{propagation}$  peuvent être constantes comme pour un modulateur thermique qui ne modifie par cette valeur, mais dans le cas de modulateurs électro-optiques où les pertes varient avec la tension, cette grandeur doit alors être considérée comme la moyenne continue des pertes entre  $V_{min}$  et  $V_{max}$ , exactement comme pour la consommation. Dans le cas où un OPA est un système de modulateurs de phase ayant chacun la même perte d'insertion  $IL$ , il est simple de déduire le dernier grand critère de notre étude : *l'atténuation du faisceau laser* que l'on va nommer  $T_{opt}$ . Tous les modes optiques atténués d'un facteur  $T_{opt}$  vont reconstruire un faisceau laser atténué de  $T_{opt}$  par rapport au laser injecté en amont des modulateurs. Dans le cas plus complexe où les modulateurs de phase utiliseraient la dispersion plasma et que la perte de chaque antenne serait liée à son déphasage relatif, on pourra montrer en section 2.1.4 que l'atténuation du laser est liée à la moyenne continue des pertes accessibles dans l'intervalle de tension.

$$T_{opt} = \frac{1}{V_{max} - V_{min}} \cdot \int_{V_{min}}^{V_{max}} IL(V) dV \quad (1.14)$$

C'est ainsi que l'étude des modulateurs va se concentrer sur les quatre critères : longueur, transmission optique, consommation énergétique et vitesse du modulateur. De manière générale, on préfère rechercher un critère unique permettant de quantifier la "performance" d'un modulateur. Par exemple l'état de l'art fournit systématiquement le produit de sa longueur et tension pour déphaser de  $\pi$ , qu'on appelle  $V_{\pi} L_{\pi}$  ou sa capacité à déphaser tout en limitant les pertes optiques dans le cadre datacom comme le  $\alpha V_{\pi} L_{\pi}$  ou l'OMA qui prend en compte la vitesse du modulateur [80]. Mais cette tâche est jugée trop ardue dans le cadre d'un OPA qui peut être utilisé dans un trop grand nombre de situations différentes ou sous de trop différentes architectures. C'est pour cela que nous avons choisi de quantifier quatre critères simultanément, plus ou moins reliés entre eux. L'état de l'art, quand il ne fournit pas l'évolution précise de l'indice de réfraction et des pertes avec la tension, fournit généralement le  $V_{\pi} L_{\pi}$  que l'on peut aisément relier au  $L_{2\pi}$  via la formule :

$$V_{\pi} L_{\pi} = \pi \cdot \frac{V_{max} - V_{min}}{\Delta\varphi(V_{max}) - \Delta\varphi(V_{min})} = \frac{1}{2} (V_{max} - V_{min}) \cdot L_{2\pi} \quad (1.15)$$

La puissance électrique consommée  $P_{elec}$  pour un déphasage donné est mesurée en Watts et dépend du type de modulateur, dans les cas des thermiques et des p-i-n, il y a injection de courant à travers une résistance  $R$  pour changer le système. La puissance consommée est alors donnée en  $RI^2$ . Si aucun courant ne passe comme pour les p-n, les *siscap* ou les modulateurs Pockels, alors le modulateur est un condensateur électrique ou les charges sont juste polarisées, la consommation en énergie est donnée en  $\frac{1}{2}CV^2$ , avec C la capacité, généralement fournie en capacité surfacique  $\mu F.cm^{-2}$ . Dans ce cas, seul le changement de tension (et donc de direction de faisceau) coûte alors de l'énergie, la puissance consommée est alors calculée par rapport à la vitesse de balayage du faisceau  $f_c$  en  $\frac{1}{2}CV^2 f_c$ , plus le balayage sera

rapide et plus la puissance consommée sera grande. Cela nous amène à la dernière notion de la vitesse de balayage ou plus précisément la fréquence de balayage  $f_c$  qui est simplement limitée par la bande passante du modulateur et qui est très fréquemment fournie dans l'état de l'art. Comme cela sera justifié en section 2.2.1, nous normaliserons la puissance moyenne dans ce cas avec  $f_c = 1\text{MHz}$ . Afin d'examiner l'état de l'art de ces modulateurs par rapport aux critères  $L_{2\pi}$ ,  $T_{opt}$ ,  $P_{elec}$  et  $f_c$  on trace ci-dessous trois graphiques répartissant les quatre critères en trois configuration :

Le premier graphique dans la figure 1.11 ci-dessous représente la grande majorité des modulateurs que l'on peut trouver dans l'état de l'art en les distinguant selon l'effet physique employé et les performances extrapolées des publications vers les critères OPA que nous avons défini ci-dessus. En abscisse est notée la fréquence maximale admissible, et en ordonnée la puissance consommée en moyenne par un OPA en balayage constant.

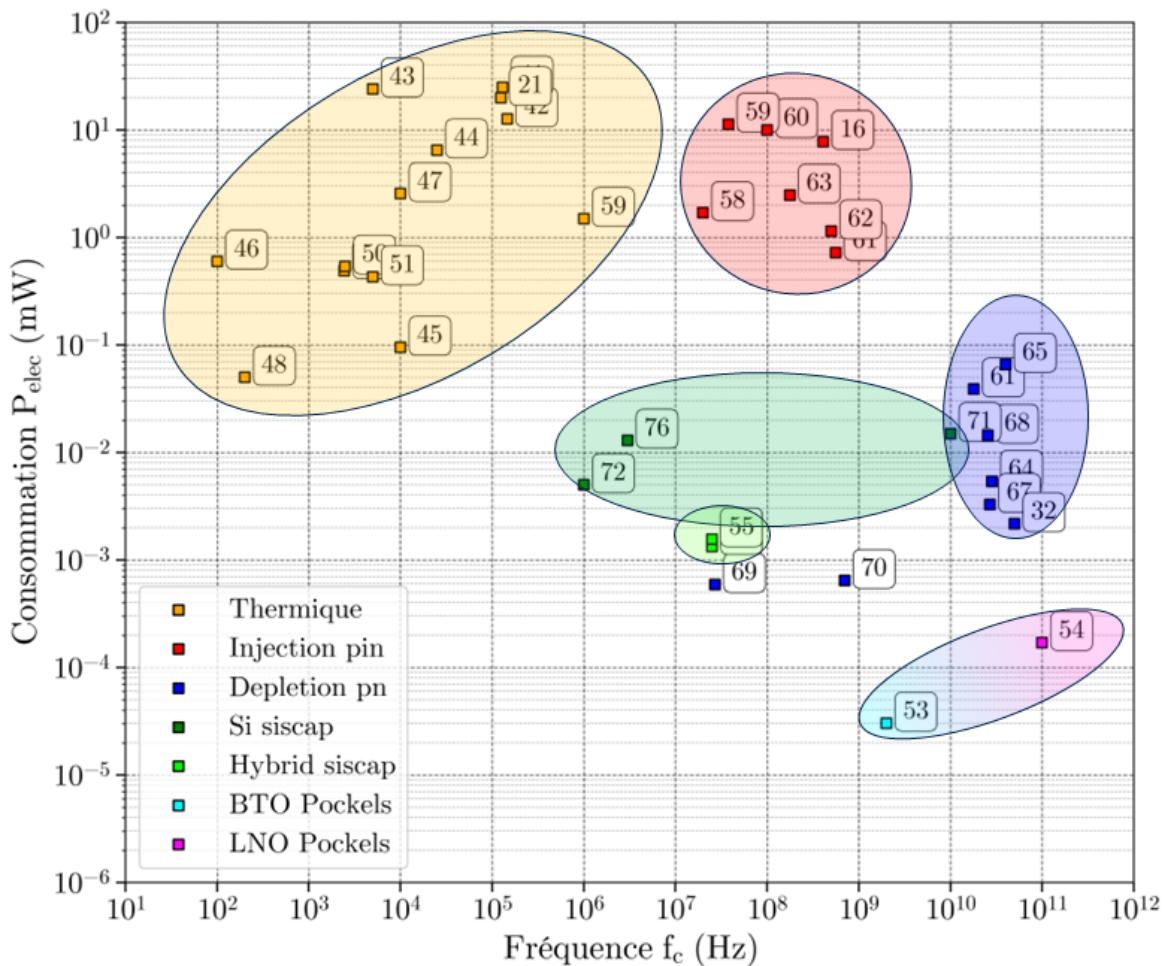


Figure 1.11 – Distribution des performances en consommation et en fréquence de balayage de modulateurs si intégrés dans les OPAs

Nous souhaitons obtenir l'OPA le plus rapide et le plus économe. Nous sommes donc intéressé par les

amas en bas à droite. En termes de vitesse, on note que tous les effets physiques au regard de 1 MHz sont très rapides excepté l'effet thermique, avec une supériorité sur l'effet Pockels et la déplétion de charges. En termes de consommation, un schisme s'opère entre tous les effets physiques nécessitant un courant électrique (effet thermique et injection de charges) et qui consomme plus de deux ordres de grandeurs de puissance que les effets qui ont un rôle de condensateurs (déplétion de charge, accumulation de charge et effet Pockels). D'après ce graphe, nous sommes donc tenté d'utiliser la déplétion de charge ou l'accumulation de charge pour des dispositifs silicium.

Néanmoins, ce constat va devoir se moduler avec le second graphique 1.12 qui cette fois met en oeuvre la distribution entre la transmission optique de l'OPA par les modulateurs et la longueur de ces derniers. Les dispositifs de déplétion de charges montrent des longueurs de l'ordre du cm ce qui est immense à l'échelle d'un composant intégré. Comme il s'agit de composants disposant de pertes de propagation non négligeables dues à la rugosité, en plus des pertes dues aux dopages nécessaires pour utiliser la dispersion plasma, la transmission optique  $T_{opt}$  oscille entre -3 et -13 dB. Cela peut donc sembler prohibitif d'utiliser un modulateur occultant entre 50 % et plus de 95 % de la puissance optique. Et ce constat s'opère tant sur les régimes d'injection de charge et d'accumulation de charge silicium. A l'inverse, le modulateur thermique qui a été déprécié par la figure 1.11 se retrouve en état de grâce avec des pertes pouvant descendre à moins de -0.5 dB en combinaison de longueurs inférieures au mm. On remarque aussi que les modulateurs siscap Si/III-V, malgré leur utilisation de la dispersion plasma, ont les mêmes performances que les modulateurs thermiques. Ce qui signifie que ces modulateurs III-V montrent les meilleures performances tous critères confondus. Leurs pertes sont même inférieures aux modulateurs à effet Pockels qui se basent pourtant sur une modulation de phase pure mais qui souffrent de pertes de propagation de guides plus élevées du fait de leur matériaux plus particuliers. Mais on pourrait imaginer que de futurs développements pourraient améliorer cela. Enfin, une différence notable se voit entre  $LiNbO_3$  qui propose des modulateurs de longueurs centimétriques là où le  $BaTiO_3$  ne souffre que de problèmes de pertes. Cela vient du fait que le  $r_{ij}$  de ce dernier est d'un ordre de grandeur supérieur à celui du  $LiNbO_3$ .

Les deux graphes montrent que, dans l'absolu, les modulateurs  $BaTiO_3$  et les siscap Si/III-V sont les modulateurs les plus performants en tous points. Mais nous ne devons pas oublier que leur intégration est bien plus ardue que celle des autres modulateurs. Et si la priorité va à l'intégration, les modulateurs thermiques sont bien plus intéressants pour proposer des OPAs compacts et préserver la transmission optique, par exemple pour des applications LiDARs longue portée. Tandis que les modulateurs à dispersion plasma sont plus intéressants pour des balayages rapides et économes si les pertes et la compacité du système ne sont pas critiques par exemple pour des applications de datacommunication en espace libre ou à courte portée comme les applications mobiles sur smartphone telles que la réalité augmentée.

Dans le cadre uniquement du silicium, on remarque que les modulateurs à dispersion plasma ne se distinguent nullement au niveau des pertes optiques qui sont les mêmes et situées environ entre -3 dB et -10 dB. Ils se distinguent surtout par leurs longueurs. Le plus compact des modulateurs accessible est la *p-i-n* et il maintient des vitesses bien supérieures aux modulateurs thermiques. Nous pouvons donc considérer qu'il s'agit d'un bon compromis si l'on souhaite l'intégrer à des OPAs, en plus d'une intégration simple à réaliser. Cela rejoint le fait qu'il y ait davantage de démonstrations d'OPA de ce type que pour les autres modulateurs électro-optiques.

Cette analyse comparative des modulateurs est néanmoins insuffisante car il nous faut maintenant préciser les valeurs absolues des critères à atteindre pour des applications précises. Le second chapitre va donc



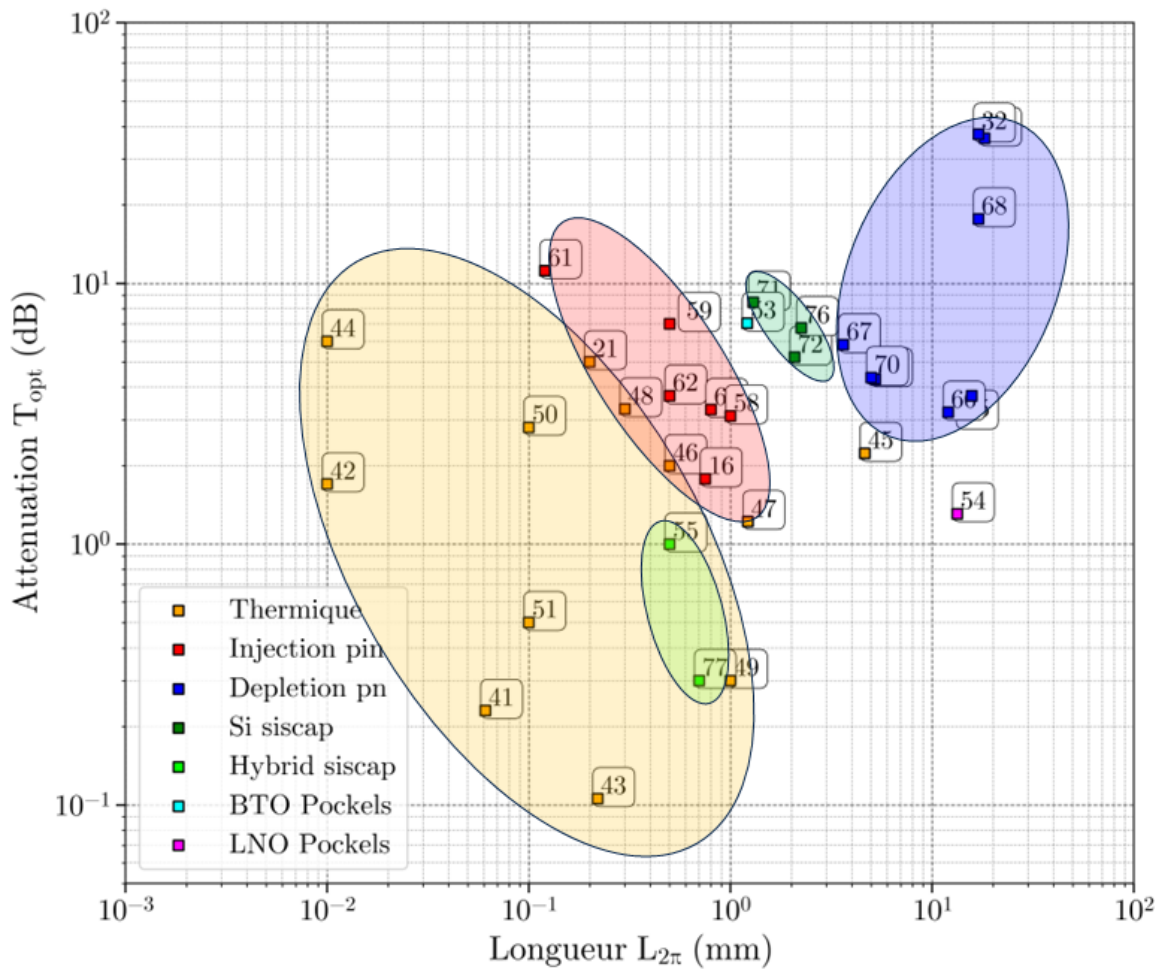


Figure 1.12 – Distribution des performances en longueur et en atténuation de balayage de modulateurs si intégrés dans les OPAs

confronter les spécifications demandées pour les applications LiDARs les plus courantes comme l'automobile et les applications mobiles pour dimensionner un système OPA complet dans lequel des spécifications minimales pour un modulateur en tant que composant seront établies. Ce qui permettra d'affiner l'analyse offerte par les figures ci-dessus. Enfin, le chapitre 3 sera dédié à la simulation des performances de ce type de modulateur s'il était intégré à la plateforme photonique de STMicroelectronics et la proposition d'axes d'optimisation. Le chapitre 4 aura une section consacrée à la validation expérimentale des valeurs fournies par les simulations.

# Conception de systèmes OPA

---

2.1	Modélisation théorique d'un OPA	34
2.1.1	Génération d'un faisceau laser	34
2.1.2	Mise en forme du faisceau laser	37
2.1.3	Mouvement du faisceau laser	39
2.1.4	Bilan des pertes optiques	42
2.2	Dimensionnement du système complet	44
2.2.1	Spécifications système	45
2.2.2	Stratégie de conception des masques	48
2.2.3	Démonstrateur de co-intégration OPA silicium et laser III-V	52
2.2.4	Démonstrateur d'un OPA hybride ultra-basse consommation	55
2.2.5	Démonstrateur final d'un OPA sur plateforme industrielle	58

---

## Axes principaux

- Détaille les principaux paramètres pour dimensionner un OPA
- Propose une architecture d'OPA susceptible d'être intégré dans un système LiDAR compatible avec des applications spécifiques
- Expose la stratégie de la thèse et les schémas d'intégration de différents démonstrateurs OPAs pour LiDAR

Ce Chapitre est dédié à la compréhension fine du système OPA. L'objectif est de comprendre de quels paramètres va dépendre le faisceau laser projeté par un OPA, de caractériser ce faisceau laser et d'évaluer ses performances pour des applications LiDAR. C'est en décrivant théoriquement cet OPA que nous chercherons à mettre en regard cette nouvelle connaissance aux spécifications LiDARs que l'on peut trouver dans la littérature scientifique. Cela permettra de dimensionner un système OPA, aussi idéal que possible, d'exposer les moyens technologiques et humains disponibles et comment les mettre en oeuvre pour la fabrication de démonstrateurs.

## 2.1 Modélisation théorique d'un OPA

### 2.1.1 Génération d'un faisceau laser

Quelle que soit la manière dont le faisceau laser est injecté vers la puce photonique : en couplage fibre externe ou en source laser intégrée, une fois que le signal optique est divisé, déphasé et couplé vers l'extérieur via le réseau d'antennes, il est nécessaire de comprendre les mécanismes derrière la génération du faisceau laser en sortie de l'OPA. Les différents paramètres introduits dans le Chapitre précédent sont résumés graphiquement dans la figure ci-dessous en Figure 2.1. L'OPA est un réseau de  $N$  antennes séparées par un espacement  $p$ . Si on distingue les antennes avec un indice  $i$  allant de 1 à  $N$ , chacune à une position  $x_i = (i-1)p$  et chacune prendra part dans un phénomène d'interférences optiques à  $N$  ondes représentée artistiquement en cercles bleutés afin de générer un champs optique final représenté en blanc brillant. De plus, via l'utilisation des modulateurs de phase, chacune des antennes aura dans le cas général une phase  $\varphi_i$  et une perte  $IL_i$ . Si l'on se restreint à l'étude dans le plan de phase, alors le champ lointain d'une seule antenne de la Figure Figure 1.3.(c) représenté en bleu cyan, est une fonction, certes multi-paramétrique, qui dépend des paramètres de l'antenne en général, mais en particulier l'intensité varie en fonction de l'angle  $\theta_y$  sous lequel on l'observe. C'est pourquoi ce terme sera écrit  $E_i(\theta_y)$ . Le phénomène d'interférence optiques entre ces champs produit alors un champs lointain qu'on peut mathématiquement approximer comme suit, en négligeant la diffraction d'un antenne élémentaire :

$$E_{OPA}(\theta_y) = \sum_{i=1}^N E_i(\theta_y) e^{j\left(\frac{2\pi}{\lambda} p \sin(\theta_y) + \varphi_i + j \frac{IL_i}{2}\right)} \quad (2.1)$$

Comme le champ de l'antenne individuel  $E_i(\theta_y)$  ne dépend pas de l'antenne considérée, on peut le sortir du terme de sommation. Ce champ factorisé va alors moduler les termes sommés. C'est pour cela, qu'on nomme le champ de l'antenne "**l'enveloppe**" car indépendant des paramètres de l'OPA. A l'inverse, le terme restant est appelé **terme de réseau** car tous les autres paramètres sont dépendants de l'antenne considérée dans le réseau. Si l'on souhaite ensuite décrire le champ dans les deux dimensions, on doit y ajouter le champ produit dans le plan chromatique et que l'on peut approximer comme indépendant de celui dans le plan de phase. Cela donne l'expression finale ci-dessous :

$$E_{OPA}(\theta_x, \theta_y) = \underbrace{E(\theta_y)}_{\text{plan de phase}} \underbrace{E(\theta_x)}_{\text{plan chromatique}} \underbrace{\sum_{i=1}^N e^{j\left(\frac{2\pi}{\lambda} p \sin(\theta_y) + \varphi_i + j \frac{IL_i}{2}\right)}}_{\text{terme de réseau}} \quad (2.2)$$

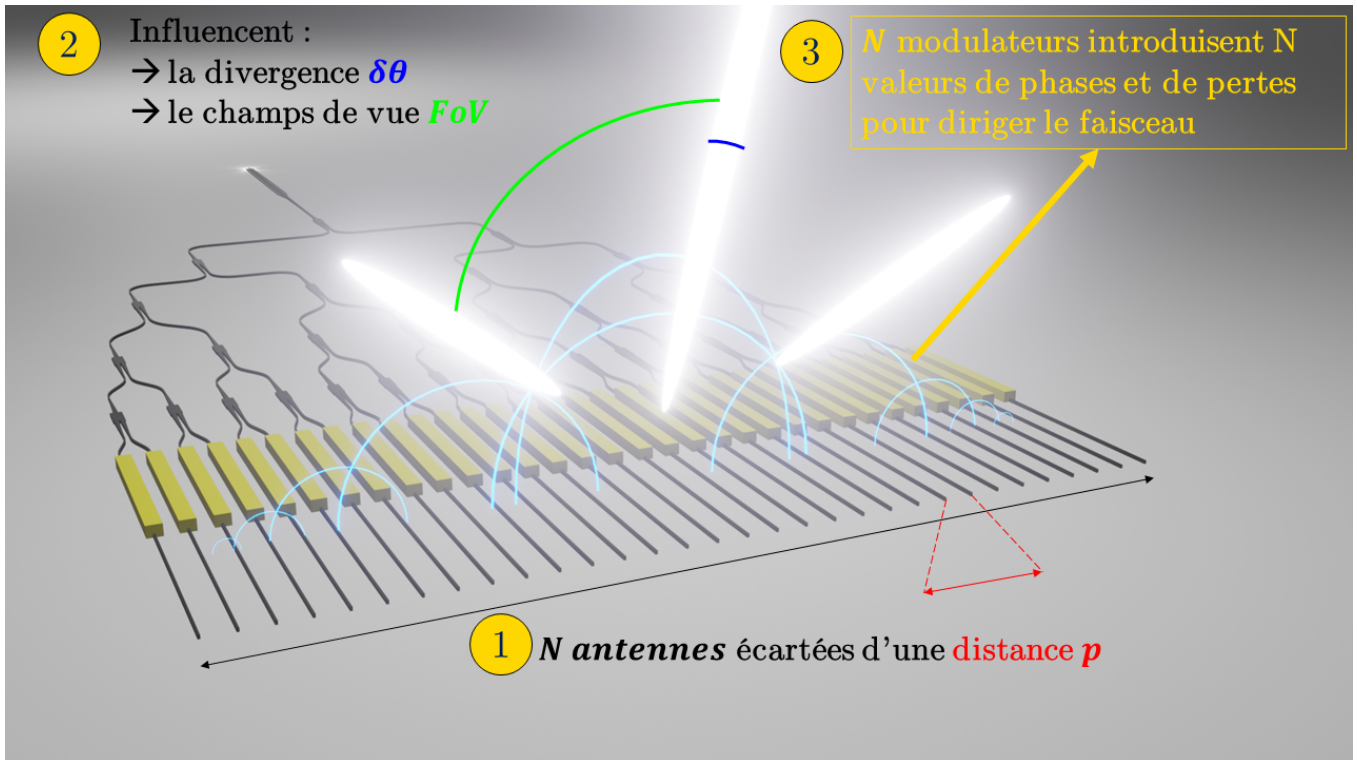


Figure 2.1 – Vue d'artiste d'un OPA avec les principaux paramètres du nombre et de l'écart d'antennes, la présence de modulateurs et l'aspect du faisceau optique en champ lointain

Cette expression mathématique nous permet de quitter la vue d'artiste précédente pour afficher la distribution angulaire du champs en Figure 2.2. En particulier, nous affichons la distribution du champs en intensité normalisée  $I(\theta_x, \theta_y) = \left| \frac{E_{OPA}(\theta_x, \theta_y)}{E_{OPA}(0,0)} \right|^2$ . L'analyse qualitative du Chapitre 1 a précisé qu'un faible nombre d'antennes produit une divergence élevée quand un écart supérieur à la longueur d'onde entre antennes produit des ordres supérieurs. Afin d'observer confortablement la distribution angulaire du champs avec ces ordres, nous choisissons un exemple d'OPA contenant huit antennes, avec un espacement  $p = 2000 \text{ nm}$  légèrement supérieur à la longueur d'onde de  $1550 \text{ nm}$ . Le champ d'une antenne seule est assimilé à une gaussienne dont l'intensité maximale est de  $1 \text{ mW}$  à  $\theta_y = 0^\circ$  et nulle aux extrémités angulaires du support de l'OPA, c'est à dire  $= \theta_y \pm 90^\circ$ , on affiche les différentes données importantes dans la Figure 2.2.

Nous affichons en bleu l'enveloppe issue d'une antenne individuelle tandis qu'en noir strié, est affiché le profil du terme de réseau qui est constitué de pics d'intensité périodiquement disposés sur l'échelle angulaire de l'axe des abscisses. On affiche ici cette échelle entre  $-200^\circ$  et  $200^\circ$  qui dépasse largement l'échelle d'angles accessibles réels de  $-90^\circ$  et  $90^\circ$  du fait de la planéité de la puce photonique, pour bien montrer qu'il existe un grand nombre de pics d'intensité virtuels qui peuvent exister s'ils sont déplacés à la position angulaire de l'enveloppe. En effet, en convoluant ces deux quantités, on obtient le champ réellement émis par un OPA entre  $-90^\circ$  et  $+90^\circ$ . Celui-ci est affiché en jaune et correspond au champ émis quand toutes les antennes ont la même phase. Si l'on applique ensuite un déphasage entre les antennes, une déflexion angulaire se produit, ce qui se voit dans le graphe comme une translation des pics avec une convolution de l'intensité en fonction de l'enveloppe qui, elle, reste inchangée car indépendante du déphasage. Cela donne des champs optiques différents montrés respectivement en jaune sans déphasage, et en rouge avec un déphasage de  $\pi$  où le faisceau principal s'est déporté sur la gauche tandis que l'ordre

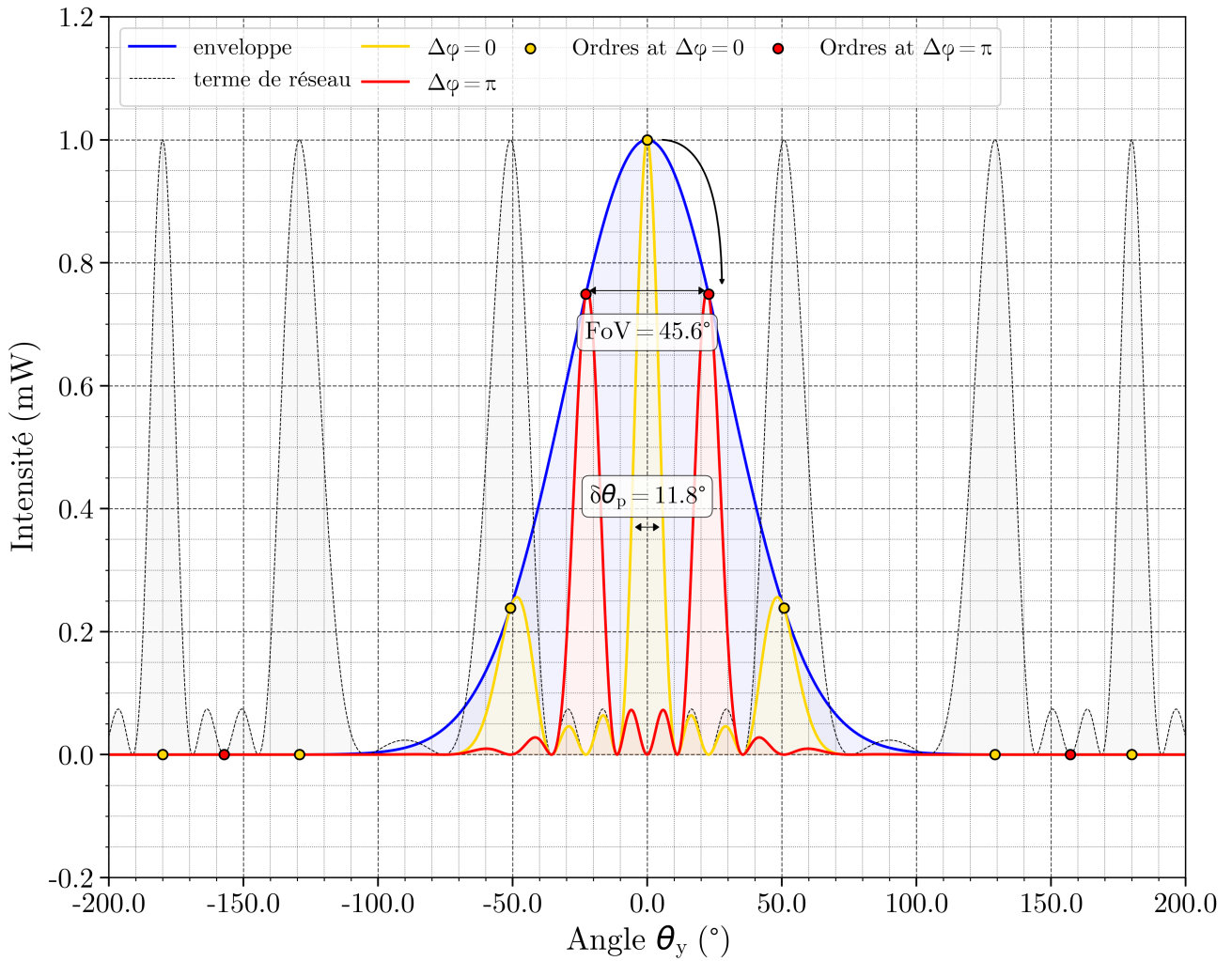


Figure 2.2 – Profil d'émission laser en sortie d'un OPA en fonction d'un déphasage nul ou de  $\pi$ , mise en évidence du terme de réseau et de l'enveloppe d'une antenne

+1 est devenu l'équivalent du faisceau principal avec un maximum à  $0^\circ$  d'inclinaison.

Sous certaines approximations, à savoir des antennes uniformément espacées et déphasées deux à deux d'une même quantité  $\Delta\varphi$  l'équation (2.2) peut s'exprimer sous cette forme :

$$E_{OPA}(\theta_x, \theta_y) = E(\theta_y)E(\theta_x) \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} N d \sin(\theta_y) + \frac{N}{2} \Delta\varphi\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} d \sin(\theta_y) + \Delta\varphi\right)} \quad (2.3)$$

Dans cette expression, le champ optique de l'OPA est une fonction des angles d'inclinaison mais dépend du paramètre  $\Delta\varphi$  du déphasage inter-antenne. La dépendance en sinus qui est une fonction croissante du déphasage si inférieur à  $\pi$  fait que quand nous imposons un déphasage positif entre les antennes, le faisceau opère une translation sur des angles plus élevés, soit sur la droite sur la Figure 2.2, ce qui amenuise l'intensité de l'ordre 0 et d'un ordre déjà présent à sa droite, tandis que l'ordre de gauche augmente en intensité. Dans l'exemple illustré par la même figure, un déphasage de  $\Delta\varphi = \pi$  est imposé pour arriver au cas extrême où le faisceau central est défléchi au point d'arriver au même niveau d'intensité que l'ordre de

diffraction de gauche. Pour cette raison, un tel système appliqué à des LiDARs devient ambigu si plusieurs faisceaux sont visibles sur l'ouverture optique. C'est pourquoi nous définissons l'ouverture du champ ou  $FoV$  comme l'angle entre le faisceau principal et le premier ordre de diffraction quand  $\Delta\varphi = \pi$ . Ainsi, tant que nous observons une scène suivant un angle inférieur au  $FoV$ , un seul faisceau sera observable.

Enfin le second paramètre important à considérer est la divergence du faisceau principal  $\delta\theta_p$  déjà illustré en Figure 1.8, ici de  $11.8^\circ$  et calculé comme la largeur angulaire contenant 63 % de la puissance intégrée d'un pic. Cette convention est choisie car il s'agit de celle utilisée dans les calculs nécessaires à mener sur les dangers d'exposition laser sur des yeux humains [81]. Ces dangers sont fortement dépendants de la divergence d'un laser, qui peut se calculer avec des conventions différentes mais qui ici sera celle évoquée dans un souci d'harmonisation. Parenthèse sur les conventions fermées, plus la divergence sera faible, plus le nombre de spot discernables  $\frac{FoV}{\delta\theta_p}$  sera grand et la résolution des images générées par un LiDAR en sera améliorée.

### 2.1.2 Mise en forme du faisceau laser

Pour améliorer le nombre de points discernables, nous avons donc tout intérêt à générer la plus faible divergence possible du faisceau laser pour augmenter le rapport évoqué ci-dessus. Pour ce faire, deux méthodes sont possibles. La première est d'augmenter l'espacement  $p$  entre les antennes. L'ouverture totale de toutes les antennes étant plus grande car égale à  $(N - 1) \cdot p$ , la diffraction du système sera plus faible et la divergence issue de ce phénomène également. Mais en contrepartie, les ordres de diffraction se rapprocheront du faisceau principal pour la même raison. Par ce biais, nous avons diminué la divergence du faisceau laser, mais aussi la  $FoV$  du système. Autrement dit, nous pouvons observer une scène complète avec plus de résolution si celle-ci est plus petite.

A l'inverse, si nous approchons les antennes, nous allons accroître la divergence et éloigner les ordres de diffraction. Si l'espace  $p$  est égal à  $\lambda$  alors nous n'observerons qu'un faisceau laser car les ordres seront à des positions angulaires supérieures à  $90^\circ$ . Malheureusement, si l'on augmente l'écart inter-antennes, les ordres de diffraction vont se positionner à des angles compris dans l'intervalle  $\pm 90^\circ$ . C'est à dire que les pics virtuels du terme de réseau représentés en Figure 2.2 vont devenir réels. Pour les supprimer totalement, même dans un cas de déflexion maximale, il faut positionner les antennes à une distance de  $\lambda/2$ , mais la divergence du faisceau sera encore augmentée.

Pour pallier ce compromis sur  $p$  qui empêche d'obtenir simultanément faible divergence de faisceau et haute  $FoV$ , on joue sur le paramètre du nombre d'antennes pour augmenter la taille de l'ouverture totale du système  $(N - 1) \cdot p$ . Plus  $N$  est grand, plus la divergence du faisceau diminue à ordres de diffraction inchangés. Et en ce cas, on peut se permettre un espacement  $p$  de l'ordre de  $\lambda$  ou moins.

Ce compromis est illustré sur la Figure 2.3 qui montre des gradients colorés de divergence en fonction du choix de l'espacement et du nombre d'antennes, respectivement disposés sur l'axe des abscisses et des ordonnées. Plutôt que d'afficher l'espacement en valeur absolue en nm, nous avons choisi ici de l'afficher normalisé à la longueur d'onde considérée, de sorte que cette figure soit générique à toute longueur d'onde utilisée. Comme l'amplitude de balayage ne dépend que de l'espacement  $p$ , on affiche cette grandeur sur l'axe des abscisses supérieur de sorte que pour un espacement  $p$  de  $0.5\lambda$ , l'amplitude de balayage soit bien de  $180^\circ$  et évolue de manière décroissante avec l'augmentation de  $p/\lambda$ . L'utilisation des couleurs est quant à elle dédiée à exposer la dépendance de la divergence à la fois à  $p$  et  $N$  et est résumée par une

graduation colorée quantifiant la divergence du faisceau principal  $\delta\theta_y$  entre  $0.01^\circ$  et  $0.45^\circ$ .

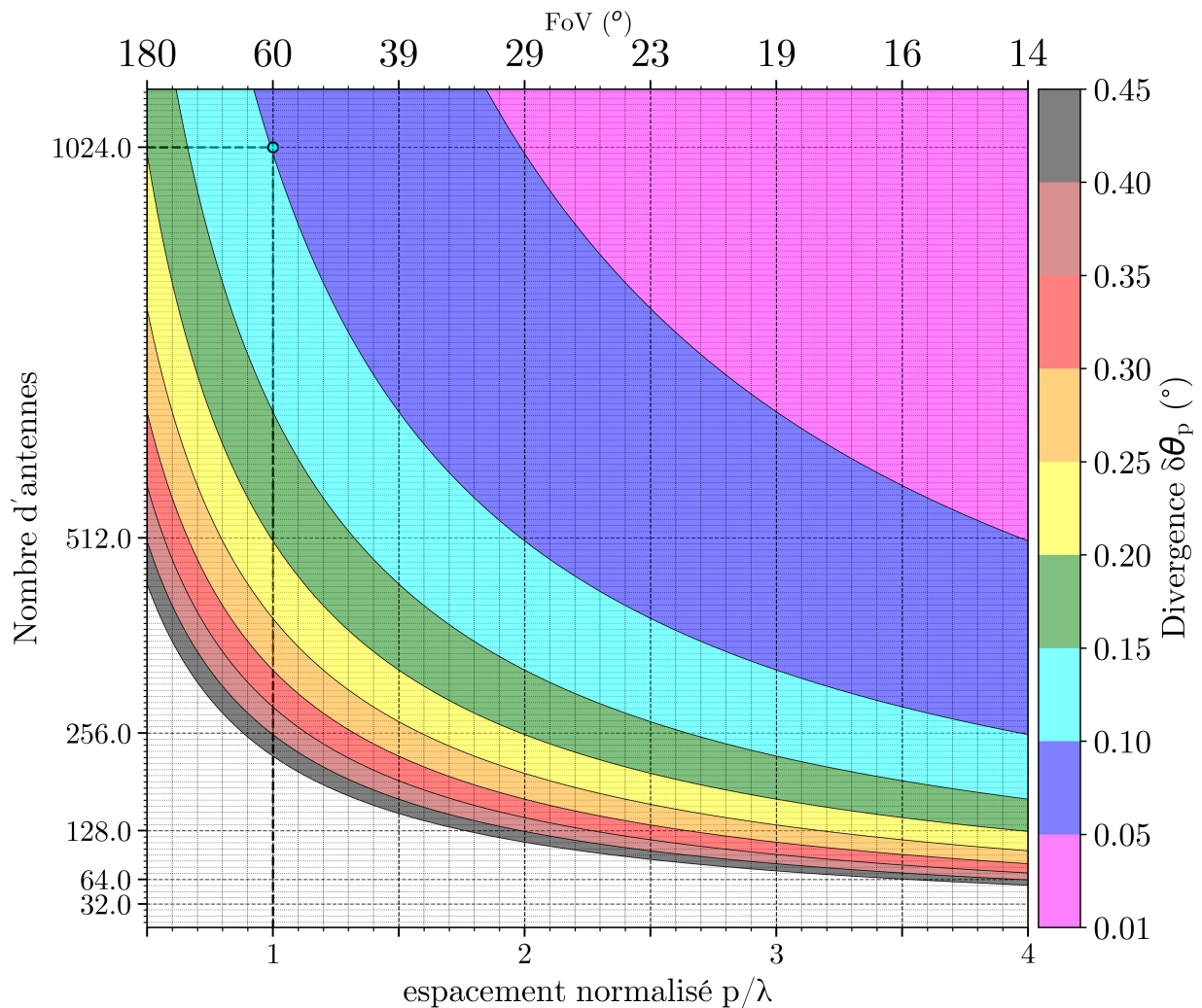


Figure 2.3 – Dépendance de la divergence (graduation colorée) et du champs de vue (axe des abscisses supérieur) aux paramètres conjoints de l'espacement normalisé et du nombre d'antennes

Sur cette figure, nous constatons que pour un grand nombre d'antennes et un espacement minimal, il est possible d'obtenir à la fois une forte amplitude de balayage et une faible divergence. Mais la très grande finesse des bandes colorées dans cette zone supérieure gauche et leur évolution vers une asymptote verticale, signifie que pour diminuer, même de peu, une divergence déjà faible, cela nécessitera un nombre d'antennes toujours plus grand. Ce qui signifie qu'il existe un nombre raisonnable d'antennes à ne pas dépasser, sauf impératif qui sera alors coûteux.

A l'inverse, dans la zone inférieure droite, où les espacements sont plus grands, nous constatons qu'il est possible d'obtenir des divergences tout aussi faibles avec beaucoup moins d'antennes mais au prix d'une  $FoV$  plus réduite. Mais la finesse des bandes colorées dans cette zone et leur évolution vers une asymptote verticale, signifie qu'avec peu d'antennes, on aura beau espacer encore et toujours plus les antennes, la divergence tendra vers un minimum.

Autrement dit, les performances d'un OPA en termes d'espacement et de nombre d'antennes influent asymptotiquement sur la divergence et l'amplitude de balayage. Il est donc inutile de jouer sur ces paramètres de manière extrême (nombre d'antennes infiniment grand + espacement infiniment petit ou inversement) mais se contenter de compromis. D'après cette figure, la position des asymptotes verticales et horizontales semblent indiquer que l'on peut jouer sur les paramètres de nombre d'antennes entre 0 et environ 1 et 2 milliers, et des espacements entre  $0.5\lambda$  et  $3-4\lambda$  si l'on veut modifier la divergence et l'amplitude de balayage de manière suffisamment sensible. Dans la section 2.2, nous verrons que pour répondre idéalement aux spécifications automobiles, il nous faudra atteindre le point illustré dans la présente figure de 1024 antennes et un  $\lambda$  d'espacement. Une remarque peut-être faite de cette figure qui ne prend pas en compte le fait que si des ordres de diffraction existent, c'est tout autant d'énergie qui ne se couple pas dans le faisceau principal. Pour cette raison, il faut tendanciellement éviter de permettre l'apparition d'ordres de diffraction en réduisant l'espacement des antennes à moins d'un  $\lambda$ . Les conséquences des ordres de diffraction sur la perte d'énergie dans le faisceau principal sera quantitativement abordée en sous-section 2.1.4

### 2.1.3 Mouvement du faisceau laser

Le mouvement du faisceau laser est assuré par la différence de déphasage entre les antennes et nous avons vu que cette différence offre une déflexion maximale si elle est égale à  $\pi$ . Néanmoins, l'angle de déflexion lui-même n'a pas une valeur fixe par rapport à un déphasage fixe, cette valeur dépend de l'espacement entre les antennes. Comme illustré sur la Figure 2.4 où nous avons affiché le profil d'intensité d'un OPA opérant un déphasage entre antennes de  $\pi$  et où chaque courbe de couleur est associée à un espacement d'antennes différent. Plus ce dernier est petit et plus l'angle maximal de déflexion, c'est à dire le  $FoV$ , est important. Il faut donc privilégier les plus petits espacements possibles pour opérer les plus grandes déflexions. Ou à l'inverse, plus l'espacement sera grand, plus il faudra déphaser pour un même angle de déflexion. Il n'est pas nécessaire d'après cette équation de déphaser les antennes de plus de  $\pi$  car à cette valeur, la figure d'interférence est redevenue strictement la même que pour un déphasage nul.

La Figure 2.4 illustre cela, en indiquant par un petit disque blanc situé au sommet du pic lequel est le faisceau principal. On voit la série des faisceaux principaux sur le bord gauche de l'enveloppe, mais comme le déphasage est égal à  $\pi$ , rien ne les distingue des premiers ordres de diffraction à droite qui seront considérés comme "principaux" si le déphasage venait à se poursuivre, car ils se déplaceraient vers la gauche, là où leur intensité sera maximale, en outre, des ordres de diffraction virtuels qui dans la figure sont au-delà de  $+90^\circ$  se mettraient à apparaître. Dès que le déphasage aura atteint  $2\pi$ , nous serons revenus à la même situation que pour un déphasage de 0 rad. Autrement dit dans ce modèle, il est uniquement nécessaire de déphaser de 0 à  $\pi$ .

Cette dernière information rentre en contradiction avec le Chapitre 1 qui stipulait qu'un déphasage de 0 à  $2\pi$  est nécessaire pour correctement manipuler le front d'onde. Cela est dû à un phénomène expérimental qui contredit l'approche théorique simple menée jusqu'à présent. Dans le cadre théorique ci-dessus, nous avons considéré que les antennes ont par défaut le même déphasage de 0 rad, avant toute opération des modulateurs de phase. Or cette hypothèse s'avère fautive car les systèmes OPA sont des systèmes optiques en arborescence qui font donc parcourir une certaine distance aux modes optiques avant qu'ils soient couplés vers l'extérieur via les antennes. Or, durant ce trajet, les infimes erreurs de fabrication, modifications locales de largeurs, de hauteurs, d'indice, d'environnement optiques, modifient très légèrement et très localement l'indice effectif de chaque mode indépendamment les uns des autres. Ainsi, plus



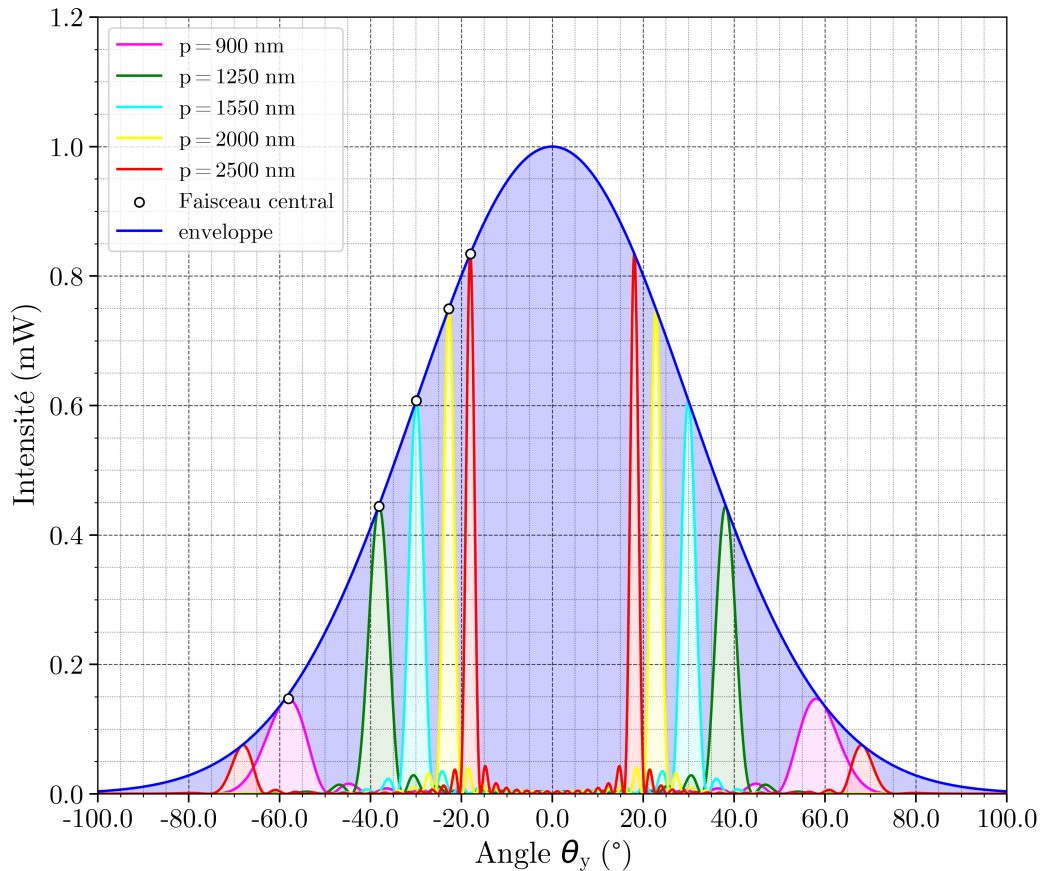


Figure 2.4 – Profil d'intensité laser avec un déphasage de  $\pi$  entre les antennes en fonction de leur espacements, mise en évidence d'une augmentation de l'angle de deflexion avec espacement réduit

la distance parcourue par un mode optique est grande, plus le déphasage entre lui et son voisin d'une autre antenne sera grande, et ce, quand bien même les trajets ont été dessinés avec la même distance de chemin optique. Ce phénomène est alors quantifié par une **longueur de cohérence de phase** au-delà de laquelle les erreurs de phase sont considérées conséquentes. Cette dernière grandeur a été mesurée [82] pour des guides silicium comme étant de l'ordre de 4 mm pour des guides dits "STRIP" dont l'architecture est illustrée en Figure 1.6.(d) c'est-à-dire à un niveau de gravure et 1 mm pour des guides dit "MRIB" avec deux niveaux de gravure comme illustré en 1.6.(c). La différence de longueur de cohérence s'explique ici par le fait que les variations de fabrication sur un guide STRIP se produisent sur trois surfaces (largeur des deux flancs et hauteur) tandis qu'un guide RIB est soumis à des variations sur sept surfaces, qui constituent quatre raisons de plus de voir l'indice effectif varier. Comme nous le verrons en sous-section 2.2.1, nous visons des OPAs à plusieurs centaines d'antennes et qui feront bien plus que 4 mm de long. Ce qui signifie que jamais nous n'aurons un déphasage inter-antennes de 0 rad de manière passive. Il va donc être nécessaire de compenser la composante aléatoire du déphasage de chaque antenne par un moyen de calibration. Ce moyen devra quantifier le déphasage aléatoire des antennes et transmettre l'information aux modulateurs de phase en amont afin qu'ils puissent égaliser le déphasage, puis ensuite seulement déphaser le réseau d'antennes pour faire bouger le faisceau laser comme le modèle théorique le prévoit. Sachant que les valeurs de phase aléatoires varient de 0 à  $2\pi$  et que un balayage complet nécessite un

déphasage de 0 à  $\pi$  mais que la phase est toujours donnée modulo  $2\pi$ . Il sera simplement nécessaire aux modulateurs de pouvoir moduler de 0 à  $2\pi$  pour assurer les deux étapes (calibration et balayage) et maintenir un déphasage inter-antennes constant et inférieur ou égal à  $\pi$  pour une orientation du faisceau inférieure ou égale au  $p - FoV$ . Si jamais cette fonction d'égalisation des phases n'est pas assurée, alors le faisceau optique sera d'autant plus dégradé que l'erreur de phase est importante. Cette dégradation est illustrée dans la Figure 2.5

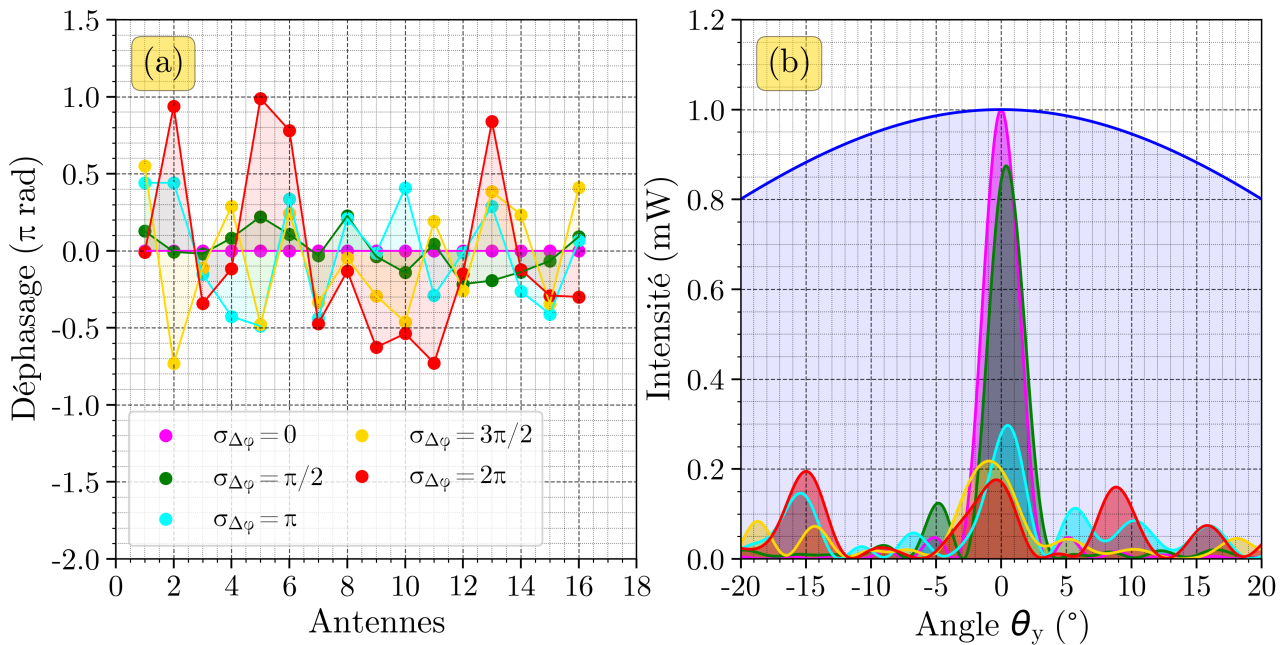


Figure 2.5 – (a) Distribution aléatoire de phase entre antennes avec déviation standard croissante (b) Répercussion sur la distribution laser d'un faisceau centré à  $0^\circ$

Cette dégradation a été simulée en implémentant une composante aléatoire sur la phase des antennes. En partant d'une distribution de 16 antennes séparées de  $\lambda$  avec un déphasage nul entre elles, on rajoute une composante aléatoire de phase dont on fait varier l'amplitude maximale que l'on appelle dans la Figure 2.5. (a)  $\sigma_{\Delta\varphi}$ . En magenta, est affichée la distribution sans composante aléatoire ( $\sigma_{\Delta\varphi} = 0$ ) et dans la Figure 2.5.(b) est affichée le champ lointain selon le même code couleur. Nous retrouvons le profil d'intensité des précédentes figures mais, si maintenant, nous rajoutons des déviations aléatoires avec des amplitudes de  $\pi/2$  et  $\pi$ , nous remarquons que les faisceaux correspondants verts et cyan sont dégradés, non seulement sur leur intensité maximale, mais également par leur angle d'émission qui dévie par rapport à 0 degré. Des modifications de leur divergence sont également quantifiables, bien que peu visibles sur la figure. Enfin, quand l'erreur de phase dépasse la valeur symbolique de  $\pi$ , la dégradation est bien plus marquée et montre de manière plus précise que le bruit de fond augmente au fur et à mesure que les erreurs de phase sont importantes. Dans les cas extrêmes comme les courbes rouges ou jaune, on ne distingue plus de faisceau laser du bruit ambiant. Ces modélisations nous ont donc montré que l'accumulation des erreurs de phase entraîne une baisse de qualité du faisceau laser à tous les niveaux. Il faut donc les minimiser si possible en restant sous la longueur de cohérence de phase, ou en utilisant les modulateurs de phase pour compenser l'aléatoire, avant de balayer.

## 2.1.4 Bilan des pertes optiques

Cette section succède à la problématique des erreurs de phase car nous avons vu que si les antennes n'émettent pas parfaitement à la même phase, le faisceau laser est dégradé et en particulier les pertes optiques augmentent. Mais ce n'est là qu'une source de pertes optiques. Ici, nous souhaitons lister les autres sources de pertes qui pourraient réduire le signal optique.

Nous avons précédemment évoqué l'impact des composants. Le couplage optique induit des pertes dites d'insertion (en dB), de même que les diviseurs optiques qui sont disposés en arborescence et donc accumulent des pertes à chaque étage, eux-mêmes séparés par des guides d'onde disposant de pertes de propagation à intégrer sur leur longueur totale. L'état de l'art sur les modulateurs nous a montré que ces composants induisent leurs propres pertes optiques, induites de surcroît par le déphasage pour certains d'entre eux. Enfin, la directionnalité des antennes, sujet de nombreuses recherches n'est jamais de 100 % ce qui induit également un surplus de pertes, bien que celui-ci ne sera pas quantifié dans ces travaux, tant pour des raisons de choix, de temps que de difficulté expérimentale à obtenir cette quantité.

De surcroît, nous avons explicité dans le Chapitre 1 que les modulateurs à dispersion plasma que nous étudierons par la suite en particulier dans le Chapitre 3 ont des pertes qui dépendent de leur déphasage. Ce cas de figure est plus difficile à concevoir car comment mesurer l'atténuation d'un faisceau laser reconstruit par des antennes dont chacune aurait une perte optique différente de sa voisine? C'est à cette question que nous nous sommes attachés à répondre en simulant le cas d'un OPA de 64 antennes séparés de  $\lambda/2$  de sorte à n'avoir qu'un seul faisceau. Cet OPA a une distribution de phase aléatoire à l'origine, aussi, nous portons comme consignes aux modulateurs de compenser cette distribution de phase. Suite à cette étape, chaque antenne n'est plus déphasée par rapport à sa voisine, mais dispose d'une intensité différente.

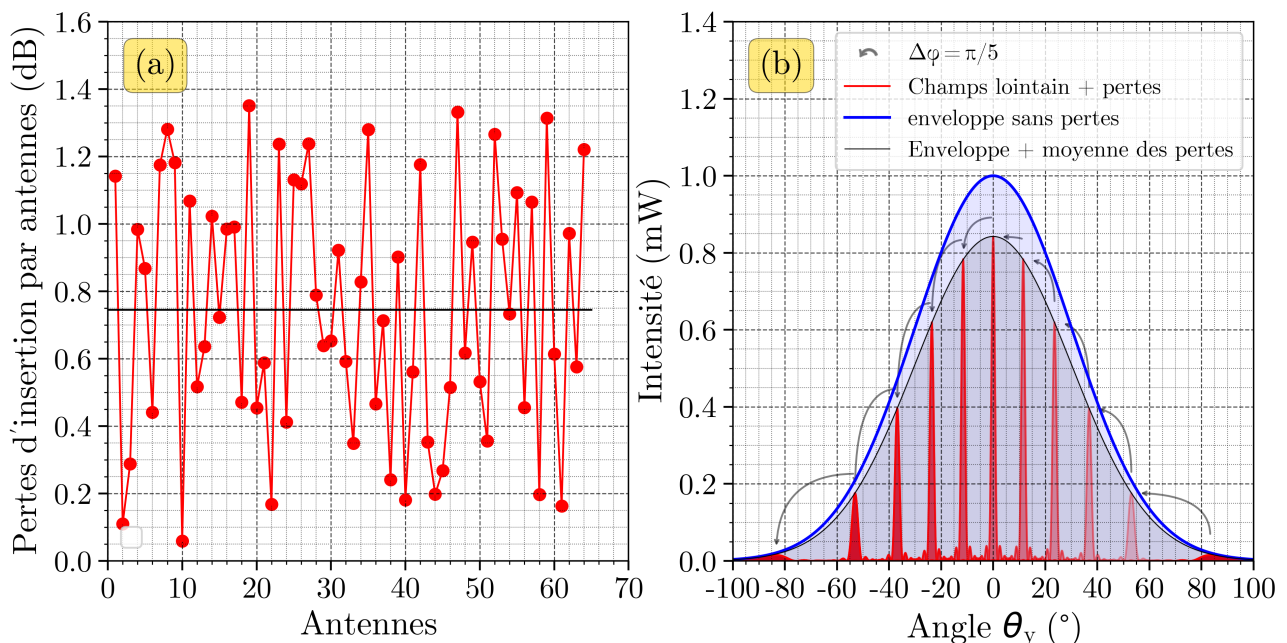


Figure 2.6 – (a) Distribution aléatoire de pertes après calibration en phase. (b) Mise en évidence d'un scanning avec pertes aléatoires (rouge) qui suit le profil de l'enveloppe diminuée de la moyenne des pertes aléatoires (noir)

Afin de quantifier cette variation d'intensité, nous raisonnons par ordre de grandeur. Supposons que nous disposions d'un modulateur à dispersion plasma d'une longueur de 1mm. L'équation (1.6) nous fournit une variation d'indice en fonction du dopage et si nous supposons que nous injectons autant d'électrons que de trous, alors la quantité de porteurs nécessaires pour opérer un déphasage de  $2\pi$  est de  $N_e = N_h = 6,2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , qui correspond à des dopages assez proches de ceux déclarés dans l'état de l'art. Un tel dopage induirait une perte équivalente de 1,3 dB d'après l'équation (1.7). Il s'agit là *a priori* d'une borne très optimiste de pertes que nous pourrions avoir dans ce modulateur "idéal". Ainsi les antennes, dont la compensation de phase est théoriquement entre 0 et  $2\pi$  selon une loi de probabilité uniforme doivent normalement avoir des intensités dont les transmissions diffèrent entre 0 dB et -1.3 dB, selon une loi de probabilité structurée sur la fonction des pertes en fonction du déphasage, comme illustré en Figure 2.6. (a). Nous pourrions alors dire qu'en moyenne, les pertes le long des antennes prennent des valeurs illustrées par la ligne noire de -0,75 dB et c'est en partant de ce constat qu'on peut arguer que l'atténuation du faisceau laser est en moyenne de -0,75 dB en vertu du théorème de la limite centrale. Ce théorème établit qu'un échantillon aléatoire de valeurs converge vers sa valeur moyenne si le nombre de valeurs est suffisamment grand. Comme des dizaines, voire des centaines d'antennes ont des intensités centrées autour d'une moyenne, le théorème de la limite centrale peut s'appliquer. Néanmoins, cette analyse qualitative a été modélisée pour s'assurer de la véracité de ce raisonnement. Dans la Figure Figure 2.6.(b), nous avons affiché l'enveloppe des antennes sans pertes en bleu. La même enveloppe a ensuite été atténuée de la valeur moyenne des pertes (-0,75 dB) pour donner l'enveloppe en noir.

En parallèle, la distribution aléatoire de pertes des antennes a été entrée dans notre simulateur d'OPA et nous avons fait balayer le faisceau laser de droite à gauche via des déphasages successifs de  $\Delta\varphi = \pi/5$ . On observe alors que malgré la dimension aléatoire des pertes, les maxima des faisceaux laser rouges sont quasi-parfaitement égaux aux valeurs de l'enveloppe atténuée. Cette illustration valide notre hypothèse et le "quasi"-parfaitement est d'autant plus valide que le nombre d'antennes sera grand, d'où cette première modélisation à 64 antennes au lieu de 16 qui était moins parlante. En revanche, l'énergie perdue par ces pertes multiples n'est pas à proprement parler assimilable à une perte qui réduit simplement les pertes car cette énergie se couple au bruit de fond optique qui dégradera le rapport signal sur bruit, cette problématique n'a néanmoins pas été quantifiée durant nos travaux.

Nous pouvons donc conclure qu'une des sources de pertes d'un OPA peut être les pertes dynamiques d'un modulateur à dispersion plasma. Mais elles peuvent être approximées comme une simple perte constante égale à la moyenne de la distribution de pertes des antennes. Cette démonstration constitue une bonne nouvelle car l'ensemble des blocs constitutifs d'un OPA ont des pertes décrites uniquement sur le concept de pertes d'insertions, mesurées en dB et fixes en fonction du composant.

Enfin, une dernière source de pertes due à l'architecture du système lui-même doit aussi être considérée. Nous avons montré précédemment que si les antennes ne sont pas assez rapprochées, elles induisent des ordres de diffraction d'intensités d'autant plus élevées que les écarts inter-antennes sont importants. Il s'agit là d'abord d'un problème pour distinguer un faisceau laser d'un autre, ce qui a conduit à définir le FoV. Mais cela pose aussi le problème que par conservation de l'énergie, toute l'énergie présente dans les ordres de diffraction n'est pas située dans celle du lobe principal. Afin de quantifier l'impact de telles pertes, nous avons simulé un faisceau laser issu de 16 antennes d'OPA séparées de  $\lambda$  en Figure 2.7.(a). Afin de calculer ces pertes dues à l'écart inter-antennes, nous avons alors simplement intégré l'énergie du lobe principal, surlignée ici en **jaune**, et rapportée celle-ci à la totalité de l'énergie du lobe, illustrée en **cyan**. Ce rapport a ensuite été converti en (dB) pour le faire ressembler à une nouvelle pertes d'insertion

et ses valeurs en fonction de l'écart inter-antenne, normalisé à la longueur d'onde  $\lambda$  ont été compilé en Figure 2.7.(b). On voit ainsi, qu'au-delà de  $\lambda$ , les pertes optiques évoluent extrêmement vite et atteignent 3 dB dès  $1,5 \lambda$ . La courbe en rouge présente des irrégularités à chaque nombre entier de  $p/\lambda$  car elles indiquent la présence d'une nouvelle paire d'ordres supérieurs qui apparaît sur les extrémités latérales de l'enveloppe, à noter que plus ces ordres seront centrés sur des angles élevés, plus ils seront faibles en intensité car celle-ci reste convoluée au diagramme d'émission de l'enveloppe.

Si nous souhaitons donc un OPA avec le moins de pertes possibles, il faut maintenir les antennes à  $p = 1.5\lambda$  de distance, ou moins si cela est possible mais des ordres apparaîtront si nous modifions trop la direction du faisceau principal. En revanche, si nous atteignons la valeur de  $p = 0.5\lambda$ , aucun ordre de diffraction ne sera visible, et ce à n'importe quel angle d'inclinaison du faisceau principal. Comme cette intense proximité améliore également le  $FoV$ , il faut essayer de maximiser cette proximité. Le seul inconvénient qui pourra apparaître est que si les antennes sont trop proches, on pourra obtenir un couplage évanescent entre ces dernières, couplage, déjà rapporté dans différentes publications [19].

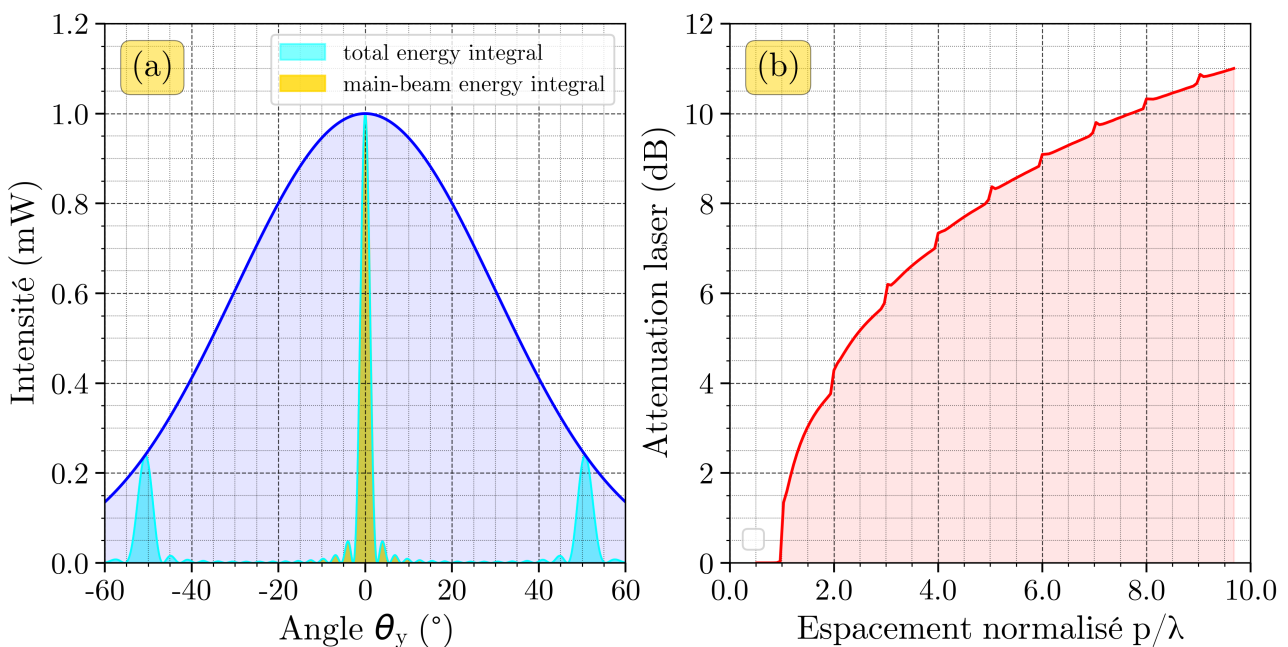


Figure 2.7 – (a) Intensité laser et représentation des fractions d'énergies dans les lobes principaux ou de diffraction. (b) Evolution des pertes d'insertion du réseau d'antenne en fonction de l'espacement inter-antennes

## 2.2 Dimensionnement du système complet

Les précédentes parties nous ont permis de mieux comprendre le fonctionnement d'un OPA et les relations entre les performances macroscopiques et les paramètres géométriques des antennes ou de configuration des modulateurs. Cette partie va alors s'attacher à déterminer les performances réellement nécessaires pour utiliser les OPAs dans des applications concrètes et en déduire comment dimensionner le système en conséquence. Enfin, nous expliquerons la stratégie employée pour démontrer des composants sur la plateforme STMicroelectronics et CEA LETI.

## 2.2.1 Spécifications système

Les spécifications systèmes dépendent en premier lieu de l'application visée. La plus médiatisée aujourd'hui dans le domaine LiDAR est la voiture autonome. Mais nous pouvons citer également les applications en robotique logistique, les applications mobiles ainsi que l'avionique. Dans le cadre de la voiture autonome, il est aisé d'obtenir des spécifications précises de LiDARs grâce, par exemple, à des organisations internationales comme la SAE International comptant un grand nombre de spécialistes du domaine afin d'échanger sur ces thématiques. De ces échanges est né, la norme J3016 qui fixe six niveaux d'automatisation de la voiture de 0 à 5 comme illustré en Figure 2.8, allant respectivement d'aucune automatisation, une assistance de conduite, les mains libres, sans regards, sans attention, puis enfin un niveau d'automatisation absolu.

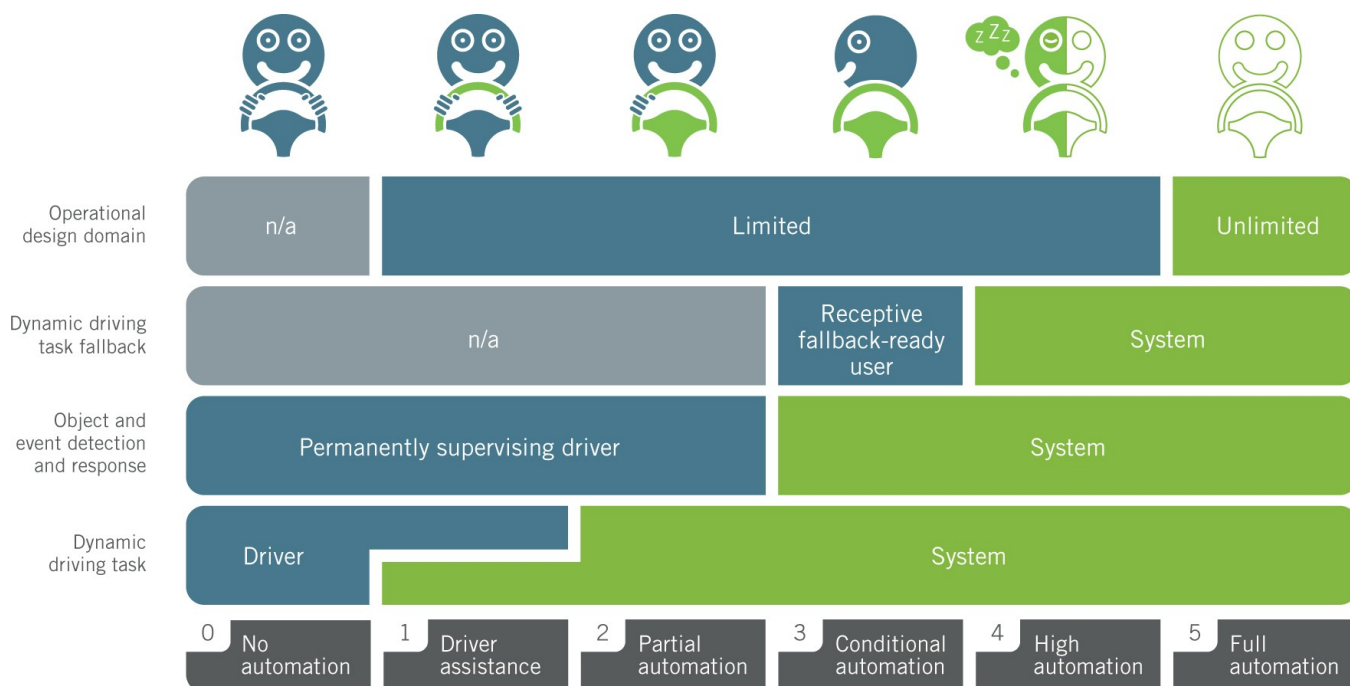


Figure 2.8 – Niveau d'automatisation définis par la SAE (reproduction de figure Valeo)

Aujourd'hui, la première voiture à avoir été certifiée de niveau 3 fut la Honda Legend AD disponible en 2020 mais qui nécessite l'utilisation de nombreux capteurs différents. Il n'existe pas à ce jour de mise sur le marché de modèle de niveau 4 ou 5. Le chemin à parcourir reste donc long. De manière générale, on considère qu'à terme, une voiture autonome de niveau 5 utilisera différentes techniques de détection complémentaires afin de se déplacer dans des environnements difficiles, en particulier dans les centres-villes. Le constructeur de LiDAR Valeo a ainsi proposé dans la Figure 2.9 un panel de capteurs nécessaires à une voiture autonome allant de caméras couplées à des détecteurs de proximité acoustiques, de la détection RADAR moyenne portée et LiDAR longue portée, une localisation IGPS + 3G et des capteurs internes IMU (accéléromètres, gyroscopes). Comme évoqué, le prix de ces capteurs n'est pas négligeable du fait des scanners mécaniques couplés aux différentes parties électroniques et optiques. Le coût du LiDAR seul dans ce cas précis est alors proposé à 5k€ en option sur les modèles Mercedes-Benz pour le LiDAR SCALA2 pour un coût de production estimé à 1200\$ d'après le groupe Yole. On retrouve ici le principal problème de coût du capteur, qui est non négligeable par rapport au prix de l'ensemble du produit. Cela provient en partie du fait que ce type de capteurs macroscopique nécessite un large panel de compétences et de composants allant de l'électronique, à la mécanique en passant par l'optique de précision, ce qui

induit des coûts incompressibles là où le coût de production de puce bénéficie très favorablement des effets d'échelle.

## VALEO DRIVE4U<sup>®</sup> SENSORS

Enabling autonomous driving in city centers.

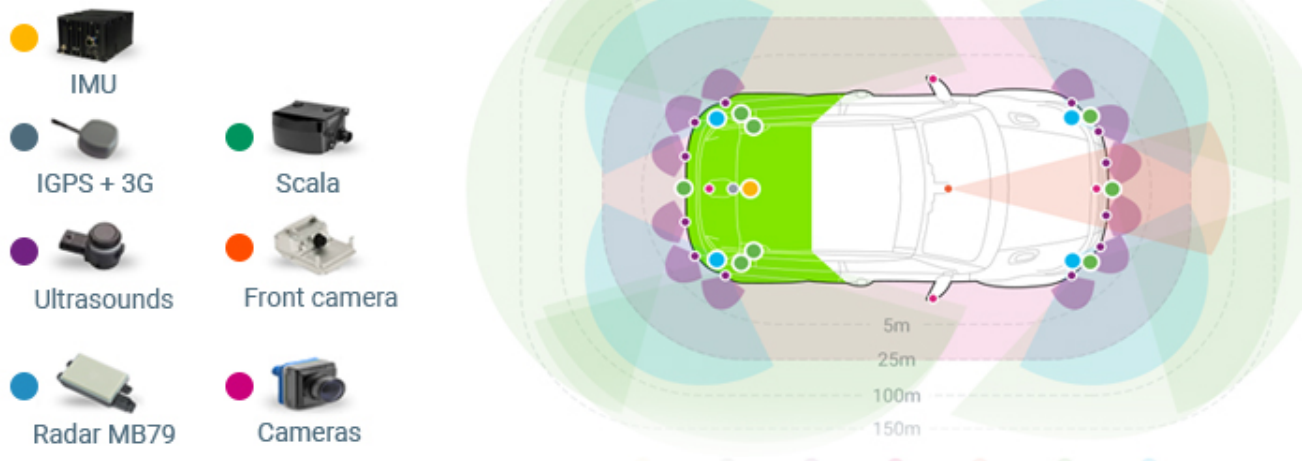


Figure 2.9 – Liste des différents capteurs nécessaires à une conduite automatique (reproduction de figure Valeo)

Néanmoins, si l'on imagine un capteur unique, les spécifications demandées pour un niveau SAE 5 seraient les suivantes [83] :

Critère	Spécification	Contrainte
Portée	> 200 m	Distance de freinage sur route humide
Balayage horizontal p-FoV	>120°	Vision binoculaire humaine
Balayage vertical c-FoV	>25°	Vision binoculaire humaine
Résolution angulaire $\delta\theta$	<0.1°	Discerner des objets de plusieurs dizaines de cm
Taux de rafraîchissement	>15 Hz	Générer un retour vidéo de l'environnement

Table 2.1 – Résumé des performances désirées sur un système LiDAR idéal

La portée de 200 m est nécessaire ici car on se place dans le cas le plus dramatique pour une voiture qui est de devoir freiner face à un obstacle sous condition de route humide. La vitesse étant en France limitée à 110 km/h par temps pluvieux, il est possible de calculer que la distance de freinage sera de 100 m, à laquelle il faut ajouter le temps de réaction de l'ordinateur de bord plus des marges de sécurité. La valeur fournie de balayage horizontal est inspirée de la vision humaine, celle-ci dispose d'un angle de vue bien plus important que 120° mais notre perception de la perspective a été évaluée dans un champ de vue de 120° [84]. La valeur plus faible du champ de balayage vertical permet de visualiser des objets de quelques mètres à plusieurs dizaines de mètres ce qui est plus que suffisant dans ce cadre-ci. La résolution est maintenue à moins de 0.1° de sorte de pouvoir résoudre plusieurs dizaines de centimètres à une portée de 200 m, ce qui correspond à la plupart des obstacles potentiellement dangereux. Sur la base de ces données, on peut calculer le nombre de points lasers résolubles comme le rapport du produit des FoV par la résolution angulaire  $\delta\theta_p$  et  $\delta\theta_c$  au carré à environ 300 000 points. Autrement dit, le laser peut pointer au maximum 300

000 points pour obtenir une résolution spatiale de l'ordre de 20 cm à 200 m sur une zone de projection de 90 x 250 m comme illustré en Figure 1.8. Enfin, ces 300 000 points produisent une image qui doit être rafraîchie au moins 15 fois par seconde pour obtenir un retour, et une résolution temporelle suffisante pour qu'un ordinateur réagisse à un changement de situation [85]. Comme l'OPA ne dispose que d'un faisceau laser, cela signifie qu'il doit pointer 300 000 x 15  $\approx$  5 millions de points par seconde. Il s'agit alors d'une limite haute car les OPAs étant à commande électrique, un immense avantage par rapport à tous les systèmes mécaniques est qu'ils peuvent modifier leur résolution en fonction de l'environnement car non soumis à l'inertie du système. Ils peuvent donc échantillonner moins l'environnement si aucun motif ne se détache et *a contrario* renforcer la résolution sur un motif mobile et discret, on peut donc baisser le nombre de points à viser selon les zones pertinentes ou non. Une limite basse en nombre de points est de plus imposée par la portée de tir uniquement. Comme chaque acquisition de point doit attendre que le précédent signal laser ait accompli un aller-retour pour ne pas être ambigu. Il faut attendre un temps égal à  $2R/c \approx 1.3\mu s$  entre chaque acquisition, autrement dit, nous sommes limités, pour une portée de 200 m à  $c/2R \approx 750000$  points par seconde. Cela est évidemment un problème pour qui souhaite une vidéo fluide et résolue, et plus la portée est réduite, plus il est possible d'augmenter cette limite basse. On peut donc retenir qu'une valeur moyenne de points par seconde qu'un OPA doit pouvoir pointer est le million de points par seconde, et cela à un peu moins de 200 m. En pratique, cela sera sûrement moins pour des raisons d'intégration sur les capteurs optiques qui nécessitent fréquemment des périodes d'illumination de l'ordre de plusieurs  $\mu s$ . Ces valeurs de résolution spatiale et d'angle de vue peuvent d'ores et déjà être traitées dans le plan de phase comme résumé dans la Figure Figure 2.3 si l'on choisit un espacement de  $\lambda$  entre les antennes. Celui-ci permet alors une déflexion maximale de 60° contre les 120° demandés. Néanmoins, comme nous l'avons précédemment vu, l'enveloppe de l'antenne dégrade fortement l'intensité du faisceau pour de forts angles. Il est alors plus intéressant de respecter les spécifications automobiles en exploitant la nature planaire des OPAs sur puce pour en disposer deux côte à côte de sorte à pouvoir balayer les 120° sans dégradation significative de l'intensité laser. Enfin sur la même Figure Figure 2.3, on voit qu'une résolution de  $<0.1^\circ$  correspond à l'interface des bandes colorées cyan/bleu qui croise la spécification  $p = \lambda$  et  $FoV = 60^\circ$  pour un nombre d'antennes de 1024. Ce nombre, très élevé d'antennes correspond alors à l'objectif idéal pour un LiDAR automobile.

Cette valeur de nombre d'antennes a alors des répercussions extrêmement fortes notamment sur les pertes optiques et la consommation du système. Sur les pertes, cela signifie que les schémas habituels de division optique 1 vers 2 doivent se répercuter 10 fois. Ainsi, les pertes d'insertions d'un diviseur optique sont multipliées par 10 et les longueurs bien plus élevées de l'arborescence induisent des pertes de propagation et des erreurs de phase supplémentaires. On peut trouver des valeurs dans l'état de l'art sur les diviseurs optiques tels que les MMIs de l'ordre de 0.1-0.3 dB, ce qui va se répercuter sur des valeurs de l'ordre de 1-3 dB pour passer de 1 guide à 1000 guides. Diminuer ces pertes d'insertions est donc primordial dans le bilan de l'OPA. Dans le cas des modulateurs de phase, dans la configuration parallèle, le nombre d'antenne ne compte pas. Mais dans la configuration des modulateurs en série décrits en Figure 1.9.(b), cette donnée des 1000 antennes est d'importance car les pertes d'insertion s'additionneront et c'est une des raisons pour lesquelles cette thèse se concentre sur la configuration en arborescence de modulateurs en parallèles. En termes de valeurs de pertes d'insertion, on souhaite viser le meilleur que ce que l'état de l'art propose avec des modulateurs sub-decibels tels que les thermiques. Mais cet objectif sera beaucoup plus difficile à atteindre pour des modulateurs d'autres catégories.

Du point de vue de la consommation, cela signifie que la consommation d'un modulateur sera multipliée par 1000 pour obtenir la consommation du système de balayage, il faudra donc être extrêmement prudent



sur la consommation d'un modulateur individuel. Si l'on cherche à obtenir des valeurs de consommation de LiDARs commerciaux, on obtient des valeurs de l'ordre de 10 W [86]. Sachant que la détection de type FMCW ou ToF nécessite une puissance laser de sortie de l'ordre de 100 - 200 mW (respectivement en continu et moyennée sur la durée d'une pulsation) et que les sources laser commerciales présentent une efficacité de conversion (WPE) réaliste de l'ordre de 10 % et qu'il faille prendre en compte la consommation des circuits électroniques ou le traitement numérique des données, il ne reste au système de balayage que des consommations de l'ordre de quelques watts. Ainsi, un modulateur individuel n'a droit qu'à une consommation moyenne de quelques mW à peine. Si, à partir de maintenant, on s'intéresse aux applications mobiles, on constate que les valeurs de consommations des différents composants d'un smartphone sont généralement de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de mW [87] pour les plus énergivores comme la lampe torche. Ainsi, un LiDAR intégré ne devrait pas dépasser la dizaine de mW, et le modulateur individuel, quelques dizaines de  $\mu W$ . On peut donc retenir que pour qu'un OPA puisse s'adresser à la majorité des applications LiDARs, la consommation d'un modulateur ne doit pas dépasser les 100  $\mu W$  - 1 mW de consommation électrique.

Toujours dans le cadre des applications mobiles, on peut estimer la compacité désirée pour un OPA, en le comparant à la taille caractéristique des caméras de smartphone, de l'ordre de 1 à 2 cm en diagonale. De fait, un OPA qui devra être intégré en plus ne devra pas excéder voire, fortement minorer cet ordre de grandeur, qui plus est sur des générations de smartphones intégrant déjà plusieurs capteurs de tailles comparables. Ces restrictions de taille s'appliquent donc tout autant aux modulateurs, qu'à l'arborescence, qu'aux circuits CMOS de contrôle et à tout autre élément. Nous pouvons donc retenir, dans le cas des modulateurs, que leur longueur caractéristique ne doit pas excéder quelques mm, voir rester dans la gamme de la centaine de microns, comme la plupart des composants photoniques passifs les plus volumineux.

Ainsi, pour résumer, cette analyse entre les spécifications demandées, la comparaison avec l'état de l'art de produits commerciaux a permis de relier des grandeurs macroscopiques du LiDAR complet à des grandeurs microscopiques propres à l'OPA que l'on compile dans la Table 2.2 ci-dessous afin de les garder en tête pour le reste de l'étude :

Grandeur	Valeur	Remarque
<b>OPA passif</b>		
<b>Nombre d'antennes</b>	1024	Faisceau peu divergent $< 0.1^\circ$
<b>Ecart d'antennes</b>	1550 nm	Balayage de $60^\circ$
<b>Modulateur</b>		
<b>Consommation</b>	$\ll 1$ mW	Comparatif dans le mobile et l'automobile
<b>Bande passante</b>	$> 1$ MHz	Retour vidéo d'une image très résolue à 200 m
<b>Pertes optiques</b>	$< 1$ dB	A minimiser
<b>Compacité</b>	$< 1$ mm	Rester plus compact que des capteurs de smartphone

Table 2.2 – Critères de performances attendues sur l'OPA et les modulateurs pour être compatibles à des spécifications de systèmes LiDARs pour mobile ou automobile

### 2.2.2 Stratégie de conception des masques

Dans le but de produire de tels systèmes OPA, nous bénéficions de la plateforme technologique de STMicroelectronics PIC50G telle que présentée en Figure 1.6 mais également de la plateforme technologique du CEA LETI[88] en diamètre 200 mm très similaire à la plateforme PIC50G sur le nombre de couches,

de matériaux et d'épaisseurs. En supplément, cette plateforme bénéficie d'une couche TiN pour réaliser des modulateurs thermo-optiques[89] tels que décrits en Figure 1.10, contrairement à PIC50G en 2019 qui en fut pourvue ultérieurement[90]. Enfin cette plateforme étant à l'interface industrie - recherche, elle permet une plus grande flexibilité et peut permettre une approche plus exploratoire sur l'intégration des OPAs quand la plateforme STMicroelectronics sera plus axée sur la production d'un démonstrateur "final". Cette thèse étant également supervisée par l'Université Paris-Saclay et en particulier par l'institut de recherche du C2N disposant d'une salle blanche orientée sur la recherche amont, il s'agissait d'une troisième option pour tester des composants bien plus amont. Au total, 5 masques ont été développés jusqu'à la phase de caractérisation, deux issus de PIC50G pour des démonstrateurs industriels, deux au CEA LETI pour explorer des briques technologiques, et un dernier conjointement fabriqué au C2N et au CEA LETI pour une étude fortement amont sur un effet de modulation de phase exotique dans des super-réseaux

### **Premier démonstrateur d'un OPA sur une plateforme industrielle**

La première opportunité de concevoir un masque est survenue dès le début de mes travaux de thèse sur un masque STMicroelectronics. En Janvier 2019, les composants et systèmes proposés par cette plateforme étaient destinés aux composants pour la datacommunication à 1310 nm. Ces composants, dits "passifs", sont traditionnellement conçus sur une géométrie dites "MRIB", c'est-à-dire qui incluent un niveau de gravure de 150 nm sur 306 nm. Cette géométrie permet de produire des guides d'ondes illustrés en Figure 2.10.(a) dont les pertes de propagations reportées à 1310 nm de -0.18 dB/mm[5] sont plus faibles que celles des guides sans niveau de gravure dits "STRIP", de -0.38 dB/mm. Cette différence s'explique car le mode optique est, en première approximation, pour moitié confiné dans la partie supérieure du guide et rencontre les zones de rugosité des flancs, quand la seconde moitié est confinée dans la couche élargie de 150 nm de haut et n'est plus en contact avec une quelconque rugosité des flancs.

Toutes les structures passives avaient néanmoins été pré-conçues à 1550 nm, bien que jamais mesurées, par Charles Baudot et Patrick Lemaître. Nous disposions de toutes les architectures de guides d'onde, mais peu de composants supplémentaires. Néanmoins, mon encadrant côté CEA LETI et concepteur de composants photoniques, Daivid Fowler a permis de rapidement compléter les éléments manquants notamment les diviseurs optiques de type MMIs, illustrés en Figure 2.10.(b) centrés à 1550 nm et en configuration "MRIB", ce qui nous permettait de réaliser l'arbre de division de MMIs présentés en Figure 2.1 en configuration MRIB. Contrairement aux structures STMicroelectronics, ces MMIs avaient déjà été implémentés et caractérisés dans la plateforme technologique du CEA LETI et possédaient de très faibles pertes d'insertions de -0,1 dB.

En plus de cela, le CEA LETI disposait déjà d'antennes photoniques tant pour le couplage dans une fibre afin d'injecter un signal optique avec le composant appelé coupleur réseau présenté en Figure 2.11. Ces coupleurs réseaux sont basés sur des tranchées périodiques disposées sur une aire d'environ  $15 \times 15 \mu\text{m}^2$  afin qu'une fibre optique soit placée au-dessus à une distance verticale d'environ 15-20  $\mu\text{m}$  et un angle d'inclinaison de  $11,5^\circ$  par rapport à la verticale afin de coupler un mode de fibre vers un mode guidé dans un guide d'onde "MRIB" présenté en bas à gauche de l'image. Les formes courbées des tranchées sont issues d'une géométrie inspirée des lentilles optiques et ont la même fonction de focalisation que l'on peut trouver en espace libre vers un point focal qui ici se trouve être l'entrée du guide d'onde.

A l'inverse, pour coupler la lumière de la plaque vers l'espace libre, l'antenne photonique proposée par le CEA LETI est illustrée en Figure 2.12 et consiste en un simple guide d'onde "STRIP" avec une gravure 150 nm périodique le long de son prolongement. Une telle antenne photonique joue le même rôle que le

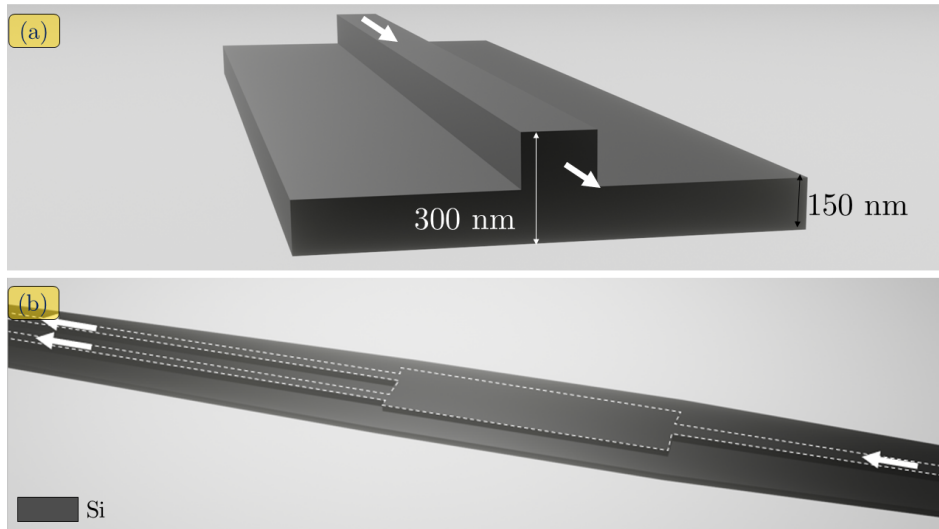


Figure 2.10 – (a) Architecture et dimensions d'un guide MRIB, (b) Architecture d'un diviseur optique de type MMI en configuration MRIB

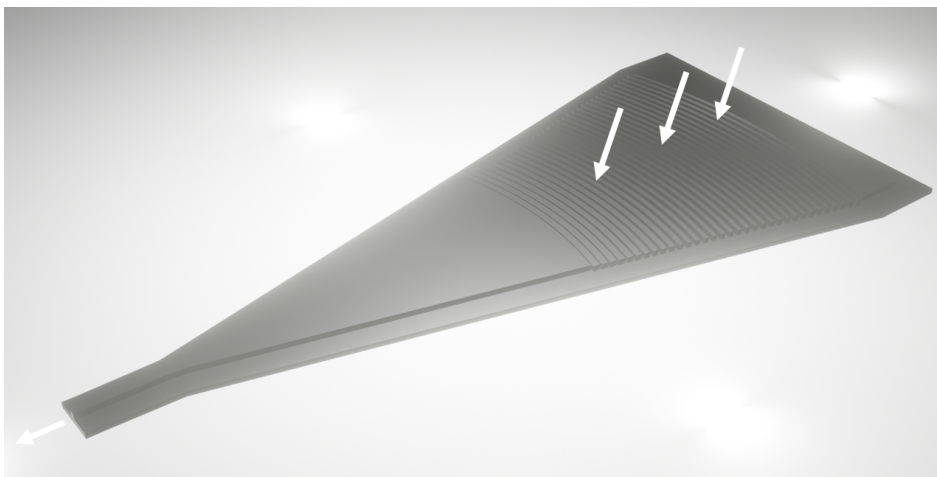


Figure 2.11 – Architecture d'un coupleur réseau disposé en-dessous d'une fibre optique

coupleur réseau et peut-être positionnée côte à côte de proches voisines pour réaliser un OPA avec des écarts inter-antennes de l'ordre de  $\lambda$ . Aucune caractérisation n'ayant été menée, seules des simulations permettaient d'estimer que ce type d'antennes était en mesure de coupler 81% de la lumière en espace libre, soit une perte de -0.9 dB.

Le dernier élément manquant à notre premier démonstrateur d'OPA est le modulateur de phase. Là où l'état de l'art est dominé par les modulateurs de phase thermiques tels que décrits en Figure 1.10.(b), la plateforme PIC50G ne possédait qu'un prototype de modulateur thermique avec de forte consommation énergétique de 50 mW par  $\pi$  de plus de cinq fois supérieure à l'état de l'art. Le modulateur phare de la plateforme était la jonctions p-n pour la data-communication. Or, aux premières heures de la thèse, ces modulateurs réalisaient des déphasage extrêmement faibles de  $21^\circ/\text{mm}$  à 1.8V à 1310 nm, très en-deçà des  $360^\circ$  de déphasage nécessaires pour un OPA, aucune mesure préliminaire sur un prototype à 1550 nm sur PIC50G n'avait été menée et l'état de l'art lui-même était vide de toute démonstration de jonction p-n en silicium sur OPA. Enfin l'espace dédié sur le masque était restreint à  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  sachant que pour atteindre

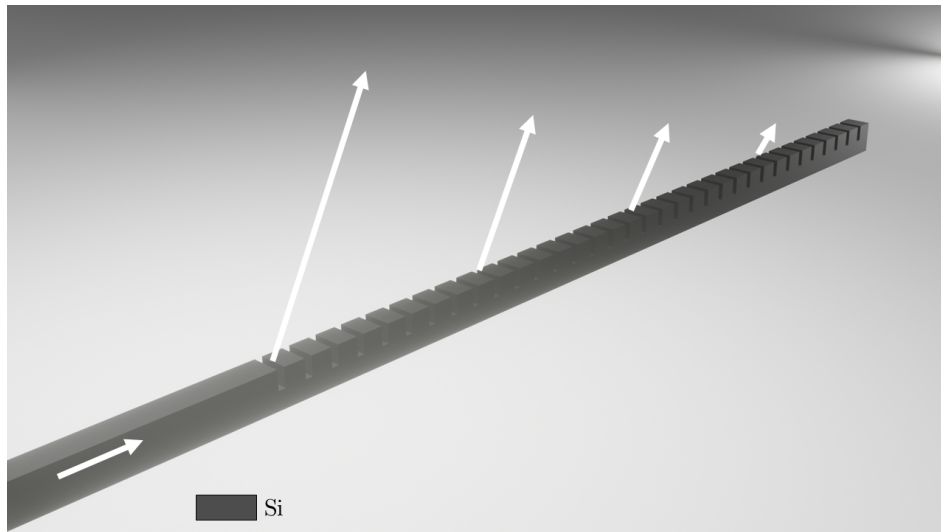


Figure 2.12 – Architecture d’une antenne photonique étroite destinée à être placée en réseau d’antennes type OPA

360° de déphasage, de tels modulateurs auraient nécessité à eux-seuls des longueurs d’une quinzaine de cm. Le seul choix restant a été d’utiliser un modulateur p-i-n à injection tel qu’illustré en Figure 2.13 et décrit en Figure 1.10.(d) en ré-utilisant l’exemplaire à 1310 nm, composé d’un guide "MRIB" couplé à des contacts électriques latéraux et de dopages N (en bleu) et P (en rouge) allant de  $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  (couleur claire) à  $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  (couleur foncée) au fur et à mesure que l’on s’éloigne du guide central, intrinsèque. Les dimensions ont été ajustées pour le rendre compatible avec les autres composants à 1550 nm. Ces modulateurs sont capable d’atteindre des déphasage de 360° sur des longueurs sub-millimétrique et répondaient aux contraintes de places, au prix de pertes variant exponentiellement avec la tension appliquée.

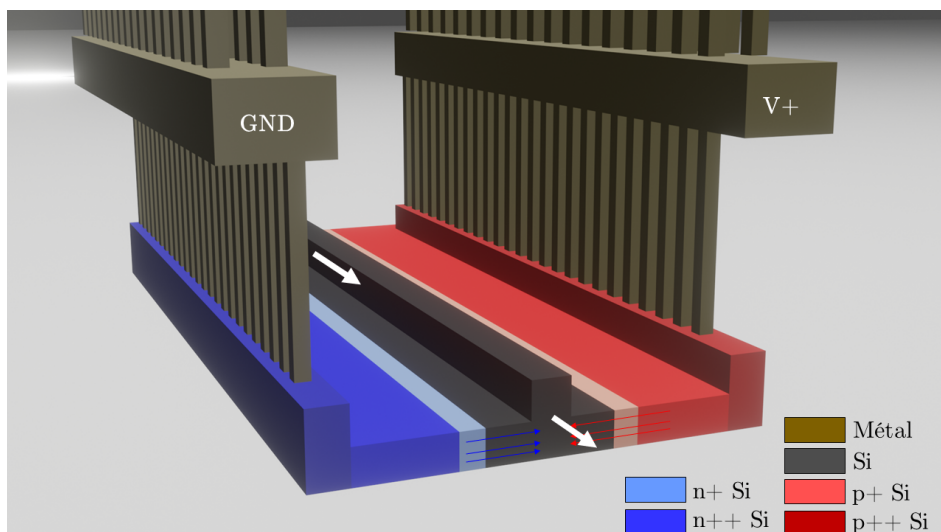


Figure 2.13 – Architecture d’un modulateur p-i-n "MRIB" à injection sur la plateforme PIC50G.

Ce premier masque, nommé ACTARUS, joue alors le rôle de démontrer des OPAs à 1550 nm en utilisant les composants les plus simples possibles. Les plans sont illustrés en Figure 2.14. La capacité à contrôler simultanément plusieurs modulateurs de phases étant limitée à 25 sources indépendantes, nous nous sommes limités à des OPAs à modulateurs à 16 antennes, bien en deçà des spécifications énoncées en

Table 2.1, mais idéaux pour un premier démonstrateur.

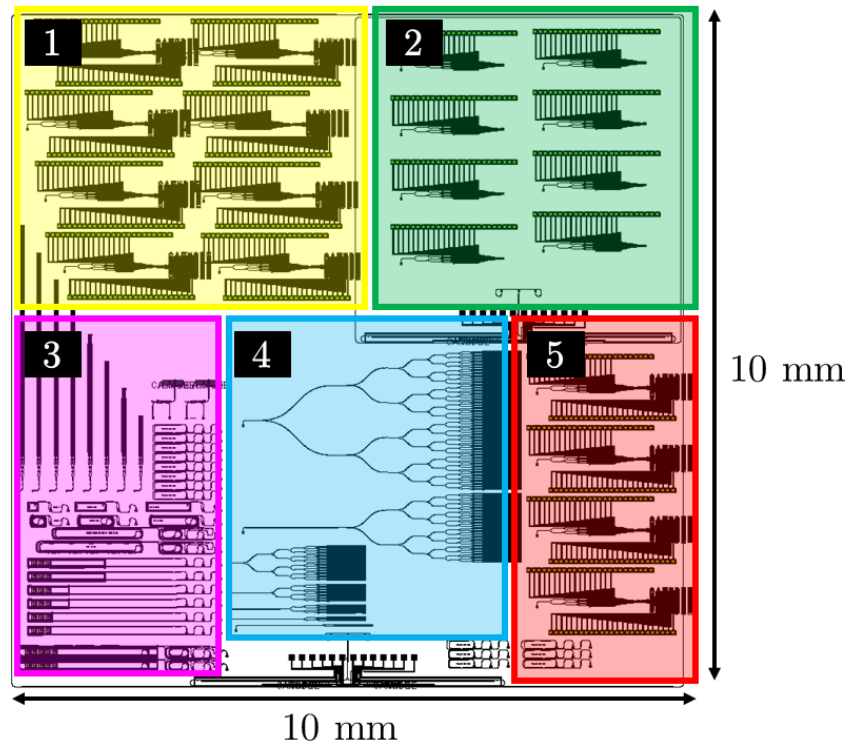


Figure 2.14 – Plan du Masque ACTARUS : Démontrer un balayage optique par OPA sur PIC50G

Zones	Objectif
1	Test d'OPA avec jonction p-i-n à injection et impact de la longueur des modulateurs
2	Test d'OPA avec jonction p-i-n à injection et impact des largeurs d'antennes
3	Caractérisation des composants photoniques individuels
4	Impact du nombre d'antennes sur la divergence du faisceau optique
5	Impact du rapprochement des antennes sur la divergence/FoV de l'OPA

Table 2.3 – Principaux objectifs du masque ACTARUS

Une remarque peut-être faite sur le choix des p-i-n comme élément actif, la sous-section 2.1.4 a évalué l'impact des pertes des modulateurs sur le faisceaux mais les raisonnements tenus sont postérieurs à l'implémentation de ce masque. Autrement dit, nous étions bloqués sur le choix de ce modulateur qui ne modulait pas uniquement la phase comme les modulateurs thermiques. Nous étions néanmoins motivés par l'opportunité de nous démarquer de l'état de l'art et par les capacités en vitesse et de consommation bien supérieures des modulateurs p-i-n sur les modulateurs thermiques déjà démontrés.

### 2.2.3 Démonstrateur de co-intégration OPA silicium et laser III-V

Suite à la conception du masque ACTARUS et le temps de fabrication qui durera 9 mois, nous nous sommes intéressés à des axes d'améliorations par rapport à l'état de l'art. Ces axes se sont portés sur deux points : Le premier sur l'intégration d'une source laser III-V sur SOI avec couplage vers un guide d'onde silicium. Le but étant de produire un OPA directement connecté à une source optique et ainsi libérer la contrainte de devoir s'appuyer sur une source laser externe macroscopique comme sur ACTARUS. Ce sujet des lasers

intégrés III-V/Si est entièrement porté par les travaux de thèse de Josserand Gaudy et je me suis chargé d'intégrer des architectures d'OPAs silicium en aval des sources lasers. Le laser III-V est schématiquement représenté en Figure 2.15 et est constitué d'une jonction p-i-n comme les modulateurs précédents à la différence que celle-ci est verticale et composée d'InP, la section intrinsèque est composée de puits quantiques InP/InGaAsP. L'injection de porteurs de charges générera des photons du fait de la structure de bande directe de ces matériaux III-V, créant ainsi une LED à 1550 nm. Une cavité optique basée sur des schémas périodiques en SiN de part et d'autres de la structure III-V permettront de générer un effet laser par émission stimulée. Le guide silicium est ici épais de 500 nm contre les 300 nm habituels sur PIC50G et le CEA LETI pour des raisons de couplage optique entre les deux matériaux Si et III-V.

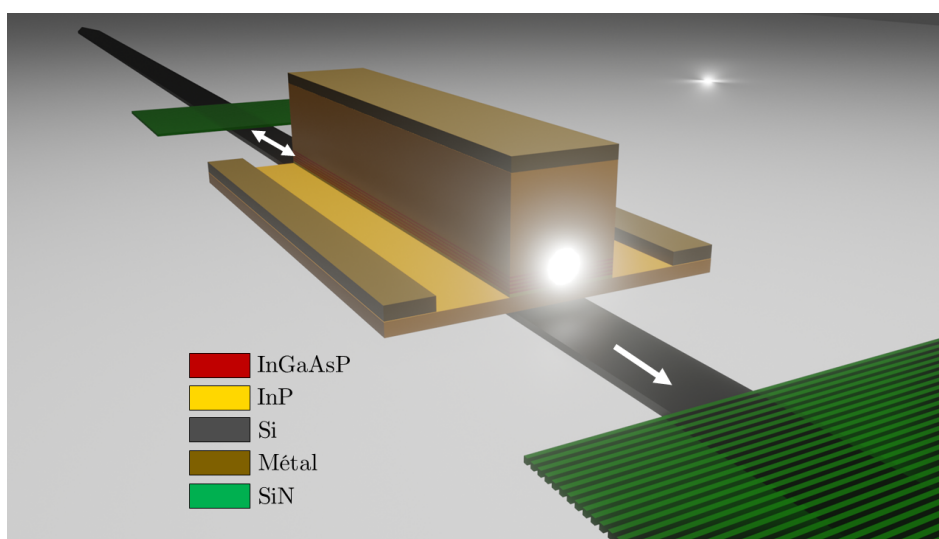


Figure 2.15 – Laser III-V/Si couplé à un guide d'onde silicium

L'intégration des OPAs passe alors vers une transition de niveaux 500 nm à 300 nm pour utiliser à nouveau des composants type PIC50G. Cette plaque étant dédiée principalement à l'intégration du laser, le nombre de procédés sur le silicium a été réduit au minimum, et en particulier, nous ne disposons que d'un niveau de gravure. Ce qui signifie que tout les OPAs de ce projet se sont basés sur la configuration STRIP. En aval du laser, le mode sera ensuite couplé à un arbre de division de MMIs, ou, solution alternative, à un composant photonique dit coupleur étoile à deux niveaux de gravure conçu par Sylvain Guerber permettant une division de 1 vers 16 voies en une seule étape. Ce composant aux dimensions très élargies permet de réaliser l'opération de division sans passer par des modes optiques en contact avec des flancs rugueux, ni se propageant avec une forte densité optique, ce qui l'immuniserai des effets d'absorption non-linéaires. Ainsi, il permettrait de limiter les pertes optiques tout en acceptant de forte puissance optiques. La comparaison est illustrée dans la Figure 2.16 et montre des surfaces d'occupation similaires.

Enfin de nouvelles antennes ont été conçues une nouvelle fois par Sylvain Guerber pour permettre une divergence dans le plan chromatique aussi faible que possible. Les antennes conçues sur ACTARUS sont en effet composées de motifs périodiques d'une amplitude de 150 nm du fait de la gravure, ce qui signifie qu'à chaque itération, une quantité significative de lumière sera extraite. La longueur totale de couplage optique sera donc faible, et le faisceau résultant sera, par diffraction, divergent. En imaginant une antenne de même périodicité mais aux motifs d'amplitude bien plus faibles, le taux d'extraction sera plus faible et le faisceau moins divergent. Pour réaliser cela, la périodicité n'est pas imprimée via la gravure, qui aurait été de 300 nm ici, mais par la lithographie, ce qui donne des antennes dites corruguées et illustrées en

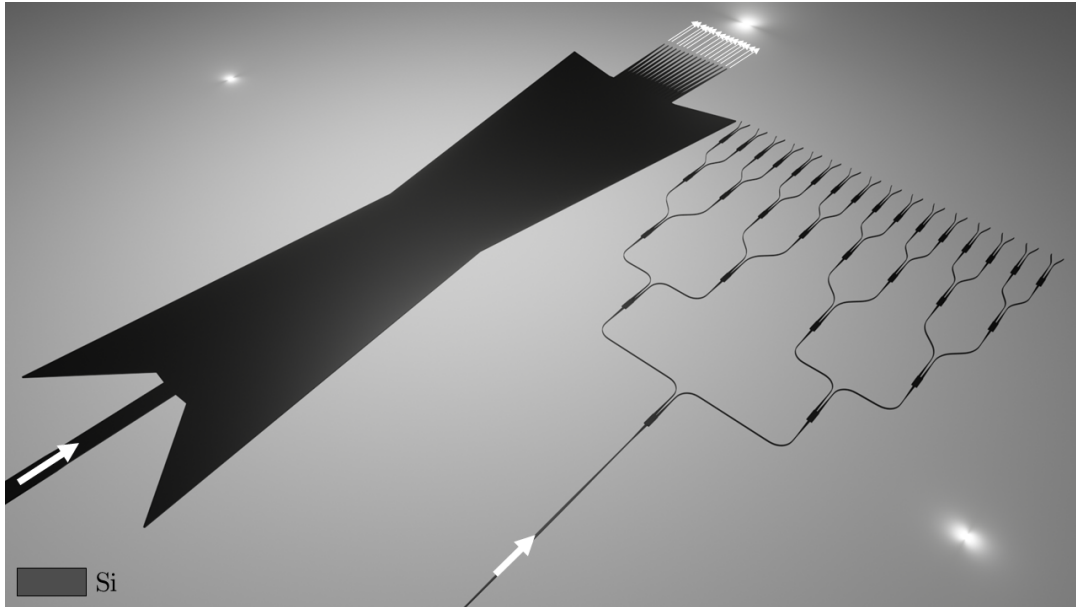


Figure 2.16 – Comparaison coupleur étoile et arborescence de MMIs

Figure 2.17.(a). En contrepartie d'une divergence de faisceau plus faible, la corrugation étant latérale, elle maintient un ratio de lumière couplée dans l'espace libre de 50% vers le haut et 50% vers le bas par symétrie verticale. Ce ratio peut-être amélioré en faveur du couplage vers le haut par interférences constructives avec le substrat silicium sous-jacent, mais ce principe d'antenne est voué à montrer ses limites si l'on souhaite des ratios proches de 100% de la lumière couplée vers le haut. Enfin, le choix du modulateur est porté sur des modulateurs thermiques illustrés en Figure 2.17.(b) déjà éprouvé au CEA LETI, à nouveau pour simplifier la partie silicium.

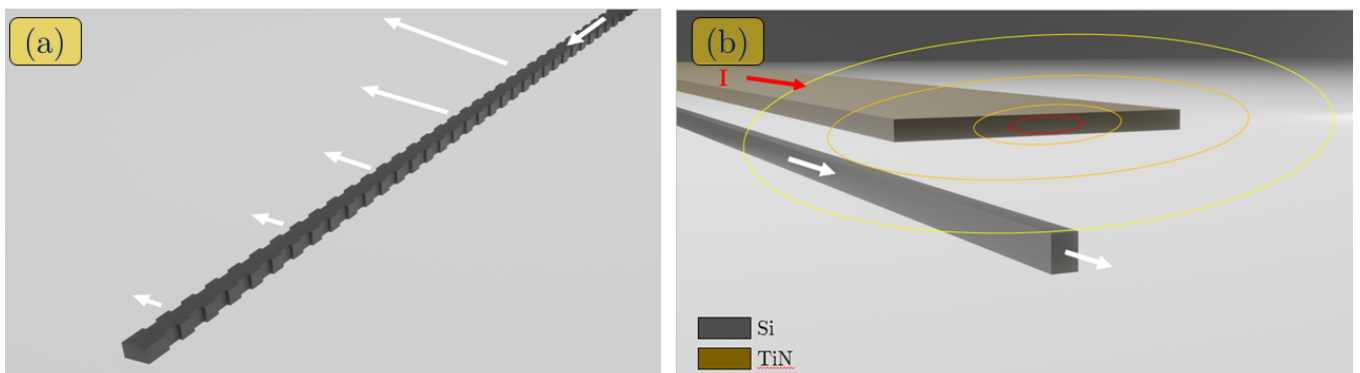


Figure 2.17 – (a) Antenne STRIP corruguée, (b) Modulateur thermique STRIP

Le schéma de conception de HPLA restreint à la partie de conception OPA est présenté en Figure 2.18 et se distingue globalement en trois parties résumées en Table 2.4 axées respectivement sur la caractérisation des composants et OPA passifs, comme pour ACTARUS. Les parties 1 et 2 sont destinées à étudier respectivement des OPAs avec modulateurs thermiques avec couplage de lumière via des lasers intégrés, et par

sécurité si les lasers seraient défectueux, des coupleurs réseaux comme pour ACTARUS.

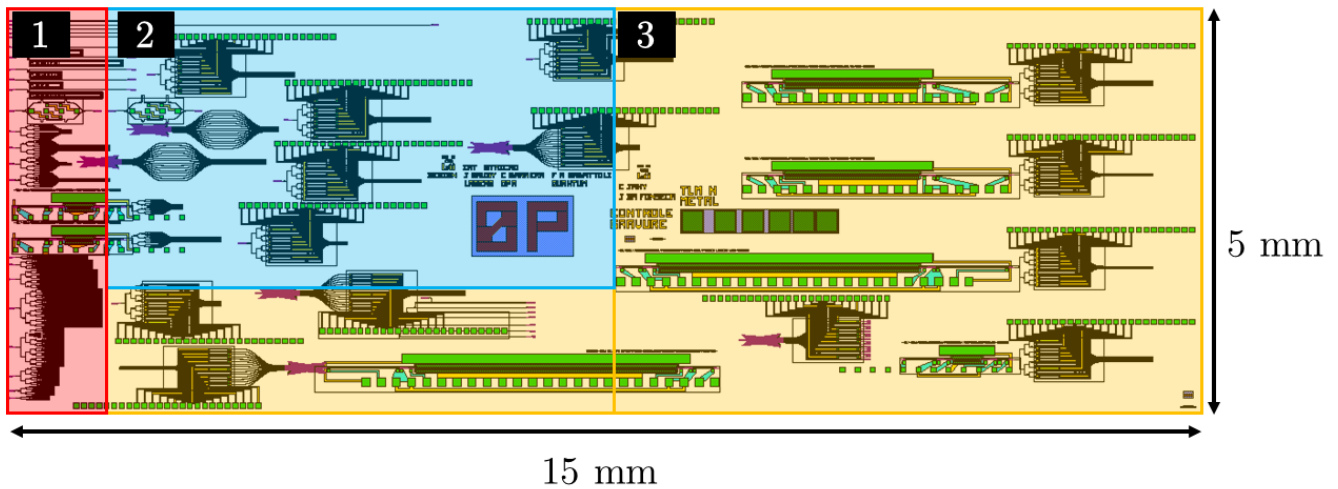


Figure 2.18 – Plan de conception du masque HPLA

Zones	Objectif
1	Caractérisation des composants et OPA passifs sur SOI 500 nm
2	Test d'OPA avec modulateurs thermiques, antennes corruguées, coupleurs étoiles sans laser
3	Test d'OPA avec modulateurs thermiques, antennes corruguées, coupleurs étoiles avec laser

Table 2.4 – Objectifs principaux du masque HPLA

## 2.2.4 Démonstrateur d'un OPA hybride ultra-basse consommation

En parallèle de la conception du masque HPLA, un autre masque CEA LETI était prévu pour fabrication, nous nous sommes alors servi de cette dernière opportunité hors STMicroelectronics pour étudier un des sujets majeurs de cette thèse. Pour contextualiser, les modulateurs p-i-n à injection et thermiques présentent de trop hauts niveaux de consommation électriques. C'est pourquoi le modulateur p-n à déplétion que nous avons précédemment disqualifié pour ACTARUS, nous est apparu comme intéressant à implémenter pour sa très basse-consommation de 1000 fois inférieure à l'état de l'art des OPAs thermiques et des tout premiers OPA à jonctions p-i-n qui, absents durant la conception de ACTARUS, apparaissaient déjà dans la littérature[17] avant sa fin de fabrication. Ce modulateur p-n est très similaire à une jonction p-i-n à la différence qu'il est polarisé en inverse et dispose de dopages au niveau du guide d'onde. De plus, aucun courant n'est injecté, seul un déplacement nanoscopique de charges est impliqué. Il est de plus bâti sur la configuration de guide "DRIB" comme illustré en Figure 2.20 qui présente des pertes de propagation supérieures aux guides MRIB utilisés sur ACTARUS mais une bien meilleure efficacité de modulation démontrée sur PIC50G à 1310 nm[9]. Ce choix ayant été fait afin d'élever au maximum la très faible efficacité de modulation des jonctions p-n. Pour compenser ces pertes de propagation, nous avons voulu vérifier la faisabilité d'un OPA Si/SiN ou l'arbre de MMIs serait non pas en Si, mais en SiN, ce qui rendrait l'OPA moins sensible aux pertes de propagations ainsi qu'aux phénomènes d'absorption non-linéaires et erreurs de phase. En effet le SiN est un semiconducteur à plus haute énergie interdite sans sensibilité à l'absorption à deux photons (TPA) et présente des pertes de propagations de 0.06 dB/mm à 1310 nm, soit 5 fois moins que les guides STRIP ou DRIB en silicium. L'architecture globale d'un tel OPA est illustrée en Figure 2.19.



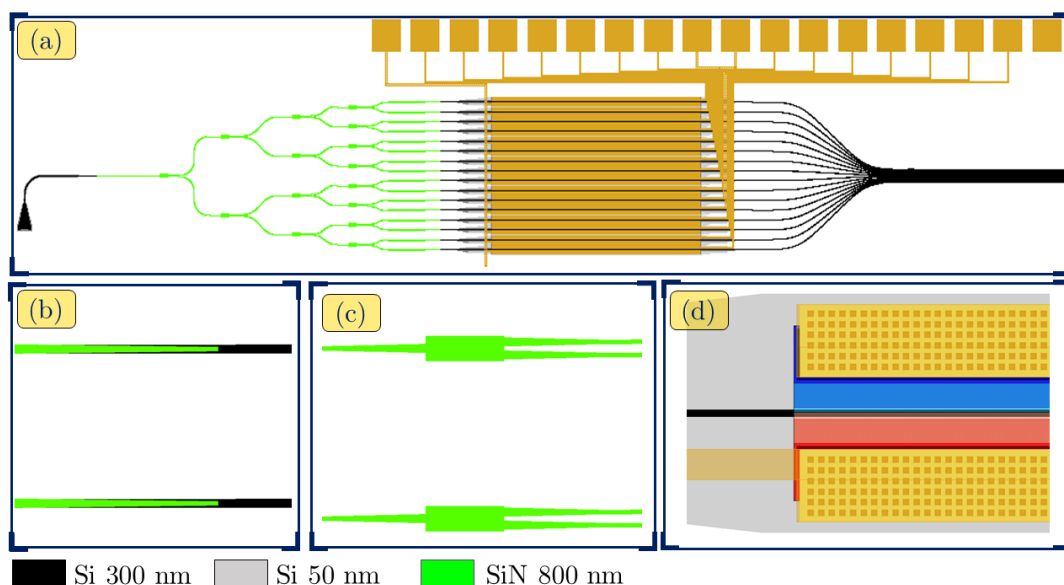


Figure 2.19 – (a) Architecture d’OPA hybride Si/SiN, (b) Transition guides SiN vers Si STRIP, (c) MMI en SiN, (d) jonction p-n en DRIB

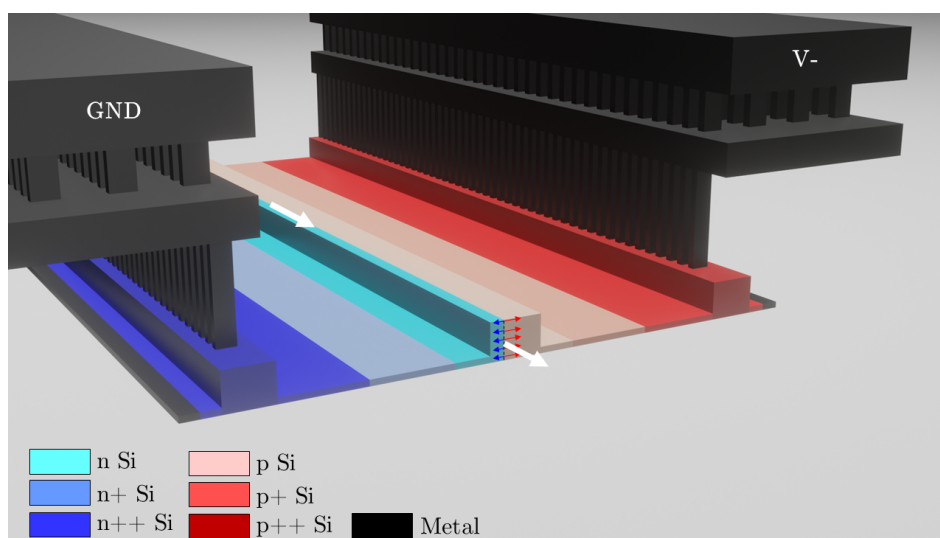


Figure 2.20 – Modulateur p-n à déplétion

L’étude d’OPA hybrides s’est également poursuivie à une phase bien plus amont similaire au masque HPLA avec l’intégration de modulateurs dit capacitifs décrits en Figure 1.10 hybrides entre une couche III-V dopée N et silicium dopée P. Cette intégration est issue de travaux préliminaires de simulations décrits en section 3.6, ainsi que de travaux publiés dans différentes conférences. Ceux-ci permettent de quantifier que de tels modulateurs seraient bien plus compacts que les jonctions p-n à déplétion avec  $400\mu\text{m}$  de long contre 15 mm pour ces dernières, des pertes optiques et des consommations 10 fois plus faibles, soit une complète adéquation avec les spécifications LiDARs au prix d’une intégration très difficile. Des OPAs silicium accueillant le niveau purement silicium ont donc été implémentés en s’assurant qu’une future intégration de la couche III-V telle qu’illustrée en Figure 2.21 soit possible au regard des contraintes de la filière III-V du CEA déjà rencontrées dans le cas de HPLA.

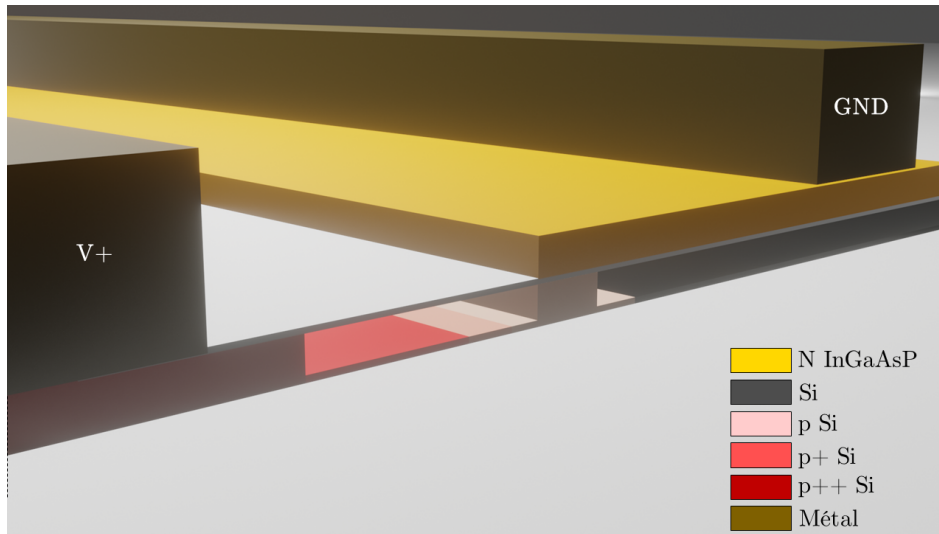


Figure 2.21 – Modulateur SISCAP Si/III-V

La structure globale du masque TRX9 illustrée en Figure 2.22 est alors bien différente de ACTARUS, comme le composant principal est l'OPA hybride Si/SiN disposant de 16 jonctions p-n à déplétion de 15 mm de long, l'architecture est extrêmement allongée. Et se décompose entre une série d'OPA divisés en 4 types de modulateurs. Deux exploratoires (p-n et siscap) et deux comme gages de sécurité (p-i-n à injection similaires à ACTARUS, et modulateurs thermiques CEA LETI).

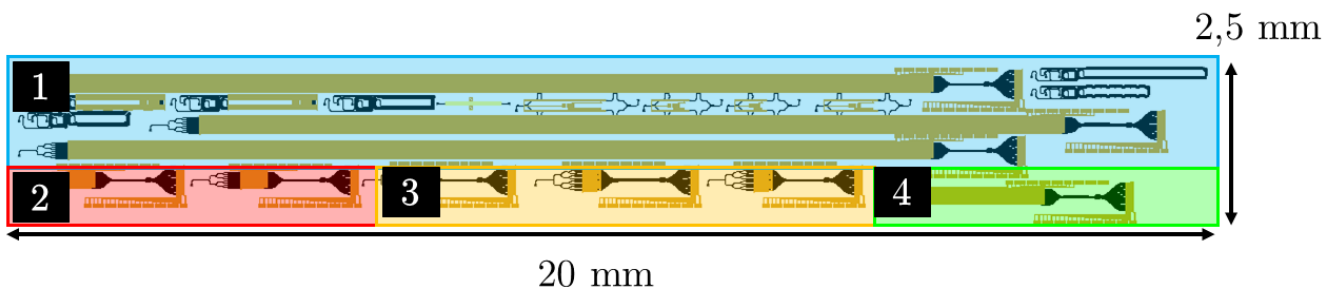


Figure 2.22 – Plan du masque TRX9 : Démontrer un balayage optique par OPA via des jonctions p-n, ou des siscap hybrides III-V/Si dans le futur

Zones	Objectif
1	Test d'OPA avec jonction p-i-n à déplétion et antennes corruguées
2	Test d'OPA avec jonction p-i-n à injection et antennes corruguées
3	Test d'OPA avec modulateurs thermiques et antennes corruguées
4	Test d'OPA avec SISCAP III-V/Si et antennes corruguées

Table 2.5 – Objectifs principaux de TRX9

## 2.2.5 Démonstrateur final d'un OPA sur plateforme industrielle

Les retours d'expériences du masque ACTARUS ont permis de développer une nouvelle bibliothèque de composants et de sous-systèmes photoniques à 1550 nm spécialisés pour des OPAs. Les résultats obtenus sur TRX9 et HPLA ont permis de considérer les antennes corruguées à faible divergence, les arbres de MMIs en SiN, les modulateurs p-n à déplétion comme les meilleurs atouts pour s'approcher des spécifications exposées en Table 2.1. Fin 2020, le masque ALCOR, de la plateforme PIC50G a été planifié et nous avons conçu un OPA combinant tous ces éléments. Grâce à de nouvelles capacités de contrôle électrique de modulateurs en plus grand nombre, nous avons élevé leur nombre de 16 à 256 pour ainsi se rapprocher des 1000 nécessaires. D'autres OPAs plus petits ont été implémentés pour poursuivre l'exploration d'autres pistes, principalement sur l'hybridation Si/SiN et Si/III-V. Le plan du masque, ainsi que ses principaux objectifs sont respectivement illustrés en Fig 2.23 et en Table 2.6.

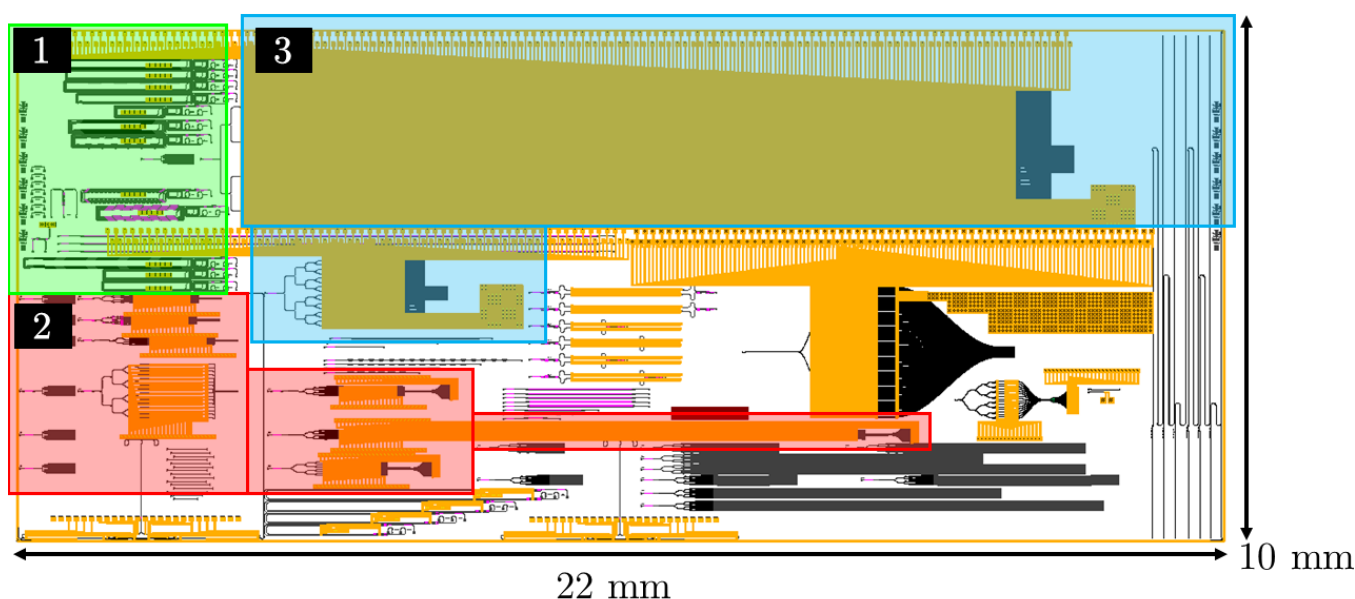


Figure 2.23 - Plan du masque ALCOR

Zones	Objectif
1	Caractérisation des composants individuels
2	Test d'OPA 16 antennes avec les 4 types de modulateurs + niveau hybride Si/SiN
3	OPA 256 antennes avec p-n en déplétion, 128 antennes avec p-i-n en injection.

Table 2.6 - Objectifs principaux de ALCOR

### Sujet exploratoire sur un modulateur de phase pure large bande

Cette thèse est aussi l'occasion de produire un travail de recherche plus exploratoire sur un nouveau type de modulateur de phase hors du choix classique entre les modulateurs thermiques, à dispersion plasma ou même par effet Pockels. En souhaitant explorer les effets de modulation de phase offerts par l'optique non-linéaire, sans pour autant s'appuyer sur des matériaux incompatibles avec l'industrie CMOS comme le  $LiNbO_3$ , nous avons exploré l'utilisation des alliages de III-N. Ces derniers seront implémentés dans des empilements dédiés, structurés en un véhicule de test photonique pour produire des modulateurs de

phase utilisant l'effet Kerr. Des composants en SiN seront implémentés sur des super-réseaux GaN/AlGaN formant une p-i-n verticale, cette fois à déplétion afin de modifier l'indice de réfraction du matériau via des champs électriques tels qu'illustré en Figure 2.24. Cette partie sera abordée au Chapitre 4 et traitera d'un contexte nouveau axé sur ces alliages III-V particuliers que sont les III-N et la simulation de composants photoniques électro-optiques SiN/AlGaN.

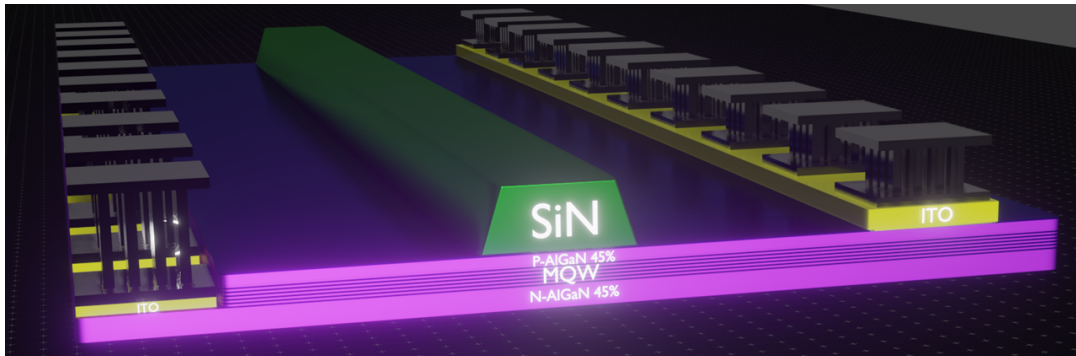


Figure 2.24 – Vue d'artiste du modulateur GaN/AlGaN

De plus, la conception d'un masque dédié, illustré en Figure 2.25.(a) sera abordée ainsi que les différentes étapes de fabrication pour produire un modulateur qui sera caractérisé électro-optiquement via des modulateurs en anneaux illustrés en Figure 2.25.(b) afin de dévoiler la présence d'un effet de modulation de phase d'une part, et d'autre part s'il s'agit bien d'un effet non relié aux phénomènes connus.

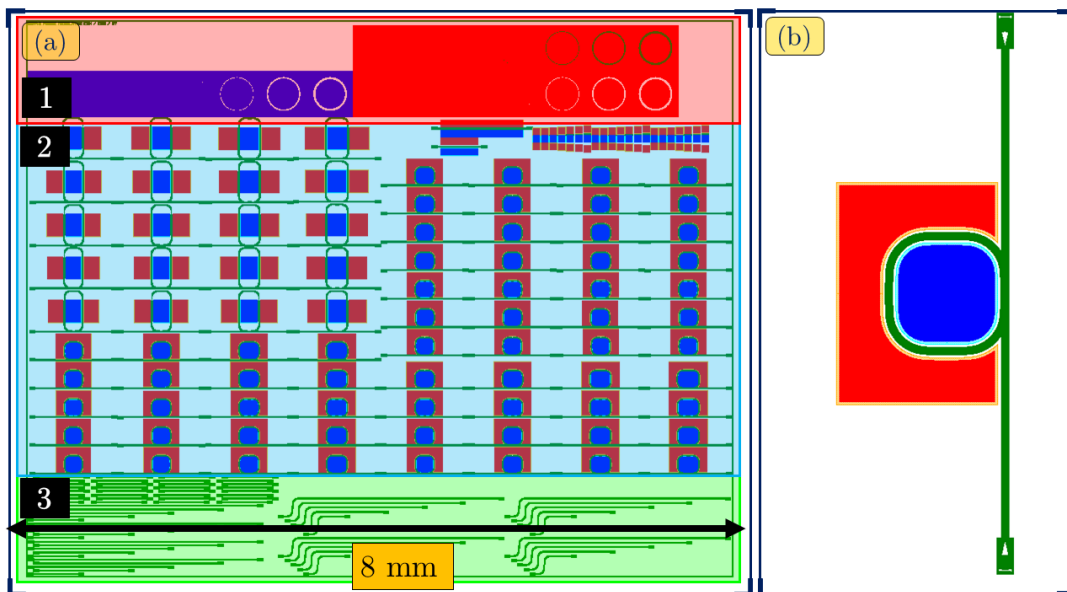


Figure 2.25 – Plan du masque GaN1

## Conclusion

Ce Chapitre a permis de décrire plus précisément un système OPA et d'en définir les critères principaux que sont la divergence et le FoV, fixés par le nombre et l'écart des antennes. L'impact des modulateurs de phase notamment sur les pertes optiques du système complet a également été précisé. Un regard sur les

Zones	Objectif
1	Caractérisation électriques des jonction p-i-n
2	Caractérisation électro-optiques des modulateurs en anneaux p-i-n
3	Caractérisation optiques des composants photoniques en SiN

Table 2.7 – Objectifs principaux de GAN1

spécifications données par le secteur automobile ou mobile a permis de dimensionner un système OPA à 1000 antennes, une fréquence de balayage de 1 MHz et une consommation de modulateur ne devant pas excéder le mW. Enfin la stratégie menée durant cette thèse sur la conception de masques photoniques et leurs études successive a été précisée. Au total ce seront 5 masques photoniques qui seront conçues partiellement ou complètement et dont les objectifs respectifs sont résumés ci-dessous en Table 2.8 :

Masques	Objectif
<b>STMicroelectronics</b>	
ACTARUS	Démontrer un balayage optique par OPA sur la plateforme PIC50G
ALCOR	Valider un OPA 256 antennes basé sur des p-n à déplétion sur la plateforme PIC50G
<b>CEA LETI</b>	
TRX9	Démontrer un OPA très basse-consommation grâce à 16 jonctions p-n à déplétion
HPLA	Démontrer la connexion entre un laser III-V/Si intégré et un OPA
<b>CEA LETI / C2N Paris-Saclay</b>	
GAN	Démontrer la modulation de phase sans pertes et basse consommation par effet Kerr

Table 2.8 – Objectifs principaux des masques photoniques STMicroelectronics, CEA LETI et C2N

## Simulation

3.1	Optimisation de modulateurs de phase thermique	62
3.2	Mise en place d'une simulation numérique	62
3.2.1	Définition numérique des matériaux	62
3.2.2	Simulation de modulateurs thermiques	63
3.2.3	Influence de la proximité de la chaufferette TiN	70
3.2.4	Isolation thermique pour modulateurs compact basse-consommation	71
3.3	Modulateur de phase à dispersion plasma	74
3.3.1	Simulation de p-i-n à injection	74
3.3.2	Optimisation des tensions à appliquer	78
3.4	Modulateurs de phase à déplétion : jonction p-n	81
3.5	Modulateurs à accumulation : Jonction SISCAP	85
3.6	Modulateurs hybrides III-V/Si	89
3.7	Intégration de modulateurs hybrides	92

### Axes principaux

- Détaille le protocole pour opérer des simulations optiques, électriques et thermiques de modulateurs de phase
- Etablit des prévisions numériques sur la longueur, les pertes optiques, la consommation et la bande-passante pour cinq types de modulateurs
- Propose des axes d'optimisation de chaque modulateurs pour les adapter à l'usage d'un OPA répondant aux spécifications LiDAR

## 3.1 Optimisation de modulateurs de phase thermique

A l'origine de cette étude ayant pour but de lister et quantifier les performances de modulateurs de phase exploitables pour des OPAs, on dispose comme base d'un état de l'art proposant en quasi-totalité des OPAs utilisant des modulateurs de phase thermiques pour générer un balayage laser. De fait le choix d'intégrer un tel modulateur et de l'optimiser en accord avec ce que permet la plateforme PIC50G est le choix le plus logique. Ce chapitre s'attachera donc à présenter la mise en place de simulations thermo-optique sur l'exemple d'un modulateur thermique. Ces travaux permettront d'obtenir un protocole de simulation autorisant l'étude des modulateurs électro-optiques à dispersion plasma évoqués en chapitre 1 et de trouver des optimums adaptés pour des OPAs.

## 3.2 Mise en place d'une simulation numérique

### 3.2.1 Définition numérique des matériaux

Dans le but d'optimiser un modulateur de type thermique, on se doit de réaliser des simulations thermo-optiques qui prennent en compte le coefficient thermo-optique (TOC). Parmi les matériaux auxquels nous avons accès dans PIC50G ou au CEA LETI, nous pouvons trouver des oxydes et nitrures de silicium mais également des semiconducteurs de la colonne IV ou des alliages III-V. Il nous faut alors connaître trois termes pour bien décrire ces matériaux. Premièrement, si l'on apporte de l'énergie au matériau (courant électrique, chaleur), celle-ci va générer un changement d'état du système sous forme de température, entre autres propriétés, dont la valeur par unité d'énergie fournie, est donnée par la capacité thermique  $c_{th}$ . Autrement dit, ce terme décrit la capacité du matériau à accumuler de la chaleur et ce terme est directement relié à la consommation d'énergie du modulateur thermique, et plus il sera faible, moins nous consommerons d'énergie. Suite à cela, même si le matériau a une faible  $c_{th}$  et chauffe facilement, cela ne signifie pas qu'il propagera la chaleur en son sein facilement. C'est cette caractéristique qui est décrite par la conductivité thermique  $\mu_{th}$ . Plus celle-ci est élevée, plus la chaleur sera uniforme dans le matériau. Ces deux termes combinés permettent de simuler la répartition de chaleur dans le matériau à tel coût énergétique. Le TOC précédemment décrit en équation (1.4) fera le lien de correspondance entre chaleur et indice de réfraction modifié. Ces trois termes sont compilés ci-dessous pour les différents matériaux *a priori* accessibles et organisés en catégories, leur connaissance est suffisante pour réaliser une simulation thermo-optique.

La première catégorie porte sur les oxydes comme l'omniprésent  $SiO_2$  utilisé pour l'encapsulation des guides d'onde ou l'alumine  $Al_2O_3$ . La seconde catégorie porte sur les nitrures que l'on rencontre communément comme le SiN ou l'AlN. De manière générale, on observe de faibles valeurs de TOC pour ces matériaux à très haute bande d'énergie interdite, et de manière générale aux matériaux transparents sur la gamme visible comme le SiC ou le GaN ce qui limite leur intérêt. A l'inverse, si l'on se concentre sur des matériaux monocristallins à plus faible bande interdite, qu'ils soient de la colonne IV ou des groupes III-V les TOC sont plus élevés d'un ordre de grandeur, notamment pour le silicium ou les III-V tels que l'InP ou le GaAs. Ces matériaux ont donc un avantage conséquent que nous pourrions exploiter pour la modulation thermique. Une remarque peut être faite sur le germanium qui dispose d'un TOC bien plus grand mais dont l'utilisation est restreinte car sa gamme de transparence n'est pas située à 1550 nm. En revanche, un alliage SiGe serait théoriquement bien meilleur que le silicium avec un coefficient thermo-optique compris entre  $1.8 \cdot 10^{-4} K^{-1}$  et  $5 \cdot 10^{-4} K^{-1}$  tout en étant compatible dans l'industrie micro-électronique standard. Etant donné l'accessibilité du silicium et son fort TOC, nous nous restreindrons uniquement à ce matériau

	Gaz	Oxydes		Nitrures		Groupe IV			Groupe III-V		
Matériaux	Air	$SiO_2^*$	$Al_2O_3^*$	$SiN^*$	$AlN^*$	$SiC^*$	$Si^*$	$Ge^*$	$InP^*$	$GaAs^*$	$GaN^*$
TOC ( $10^{-5}K^{-1}$ )	1	1-2	5	2.45	3	4	18	>50	20	22	6.7
Capacité thermique $c_{th}$ ( $J.K^{-1}.kg^{-1}$ )	1004	709	880	787	600	690	700	360	310	330	490
Conductivité thermique $\mu_{th}$ ( $W.m^{-1}.K^{-1}$ )	0.02	1.38	18	3	285	370	130	60	68	55	130
Référence	[92]	[93]	[94]	[93]	[95]	[95]	[53]	[96]	[97]	[97]	[95]

\* Amorphe

\* Cristallin

Table 3.1 – Tableau des termes thermiques et thermo-optiques nécessaires à des simulations de modulateurs thermiques pour différents matériaux de l'industrie micro-électronique

dans les simulations numériques à venir.

### 3.2.2 Simulation de modulateurs thermiques

Une fois que nous sommes fixés sur le matériau à utiliser, il s'agit de s'intéresser au type de chauffage direct ou indirect que l'on souhaite réaliser comme expliqué dans la section 1.1.2 et plus précisément dans les figures 1.10.(a) et (b). Néanmoins, les techniques de modulation directe font généralement appel à des sections dopées qui augmentent les pertes et ne présentent pas, à ce jour, des valeurs de consommation plus faibles que la méthode indirecte usant de chauffeuses déportées. En outre, les possibilités offertes par les plateformes STMicroelectronics et CEA LETI, à savoir des couches de résistances ohmiques en TiN, nous ont encouragé à étudier comment optimiser des modulateurs indirects utilisant ces couches chauffantes en combinaison avec des guides d'onde silicium. De surcroît, des démonstrations de modulateurs directs finement optimisés et laissant peu de marges à de nouvelles améliorations [42], [43] ne présentaient pas, pour autant, des performances suffisantes au regard de notre étude en Table 2.1.

Afin de simuler puis optimiser les modulateurs thermiques indirects, nous avons utilisé la suite logicielle Lumerical HEAT et Lumerical MODE pour réaliser respectivement des simulations thermiques puis optiques. Le logiciel HEAT, dédié à la simulation purement thermique, est constitué d'un solveur basé sur la discrétisation en éléments finis de l'espace afin de décrire la distribution de température ainsi que celle des transferts d'énergie thermique. Le caractère transitoire des phénomènes est aussi accessible et nous permet de calculer sur une structure *a priori* arbitraire, la distribution spatiale en température en fonction de la tension ou de la puissance appliquée, que ce soit sur une électrode ou un conducteur ohmique, à l'équilibre ou non.

De manière générale, la configuration de ce logiciel se déroule en quatre étapes : La première consiste à définir les matériaux utilisés que nous implémentons, ici, en nous inspirant de la Figure 1.10.(b) avec le silicium pour le guide d'onde, le  $SiO_2$  environnant, les différentes couches de SiN servant de couches d'arrêt pour les différents procédés photoniques de PIC50G, notamment pour les dépôts/gravure des niveaux métalliques et enfin l'air au-dessus du superstrat. Nous ajoutons également les couches d'arrêt en SiN et le TiN dans le respect de la plateforme DAPHNE décrite en 2.2.2. L'aspect purement thermique



de cette simulation n'appelle à décrire ces matériaux que *via* les paramètres fournis en table 3.1 et leur densité volumique.

La seconde consiste à générer la géométrie du composant qui prend la forme de la structure représentée en Figure 3.1.(a). Ici nous restons fidèles à l'architecture globale que nous avons rencontré dans la plateforme PIC50G représentée en Figure 1.6 et la géométrie du modulateur thermique représentée en Figure 2.17 appartenant à la plateforme CEA LETI. Cela comprend un guide d'onde monomode en silicium STRIP d'une épaisseur de 300 nm et une largeur de 400 nm. Au-dessus est disposé une couche de TiN à une distance pour le moment imposée au-dessus du premier niveau de métallisation à 1170 nm au-dessus du guide. Comme la distribution de lumière et de température est invariante dans le sens de propagation de la lumière, nous utilisons un solveur 2D et toutes les valeurs sont données pour une longueur dans la troisième dimension normalisée à 1 mm.

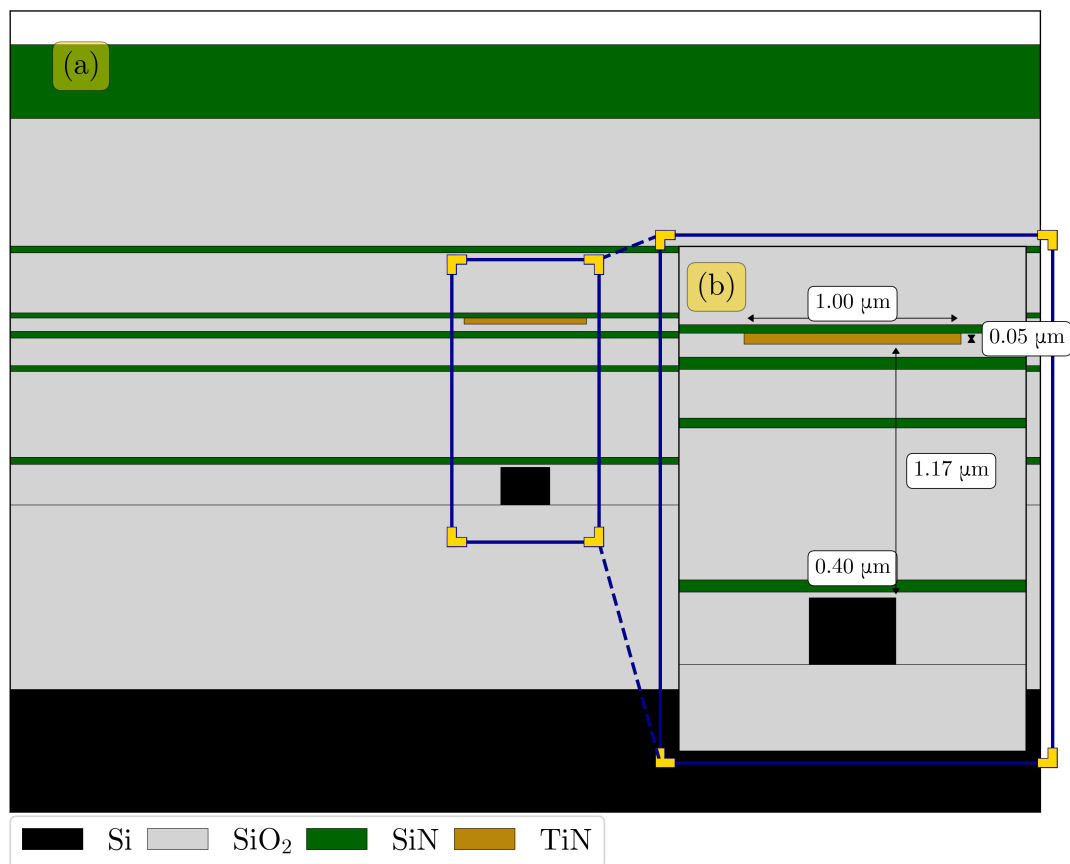


Figure 3.1 – Géométrie du modulateur de phase thermique (a) large-vue avec environnement thermique, (b) Vue agrandie avec dimensions standard

La troisième étape est la configuration du solveur thermique. Il s'agit, ici, de créer une zone de simulation assez large pour contenir la distribution thermique jusqu'aux limites de son expansion, et par lesquelles il nous faut fixer les conditions aux limites. Autrement dit, les frontières latérales sont considérées comme un thermostat à 300 K. Cette approximation ne peut être vraie que si la température est naturellement redescendue à 300 K aux limites de la fenêtre de calcul, ce qui impose une assez large zone de simula-

tion d'environ 60  $\mu\text{m}$ . Ensuite, la partie inférieure de la zone de simulation est également maintenue à 300K. Cela se justifie, car nous la positionnons dans le substrat de silicium, or celui-ci est un bien meilleur conducteur thermique que le  $\text{SiO}_2$  qui entoure le guide d'onde. Nous le considérons donc de la même température que l'extérieur à 300 K. Enfin, la zone supérieure à l'interface entre la couche de passivation de SiN et l'air extérieur est considéré convective. C'est-à-dire que nous avons considéré que la différence de température entre la surface de la plaque  $T_{top} - 300\text{K}$  produit des mouvements d'air ascendants chauds / descendants froids qui refroidissent cette surface en imposant une fuite d'énergie thermique Q donnée par la relation :

$$Q = h_{th}S (T_{top} - 300\text{K}) \quad (3.1)$$

Avec  $h_{th}$  le coefficient de transfert thermique, égal ici à  $10 \text{ W.m}^{-2}\text{K}^{-1}$  dans les conditions normales de température et de pression, S la section en contact avec l'air, ici fixée à 60  $\mu\text{m}$  (x 1 mm) et  $T_{top}$  la température à la surface du wafer. Suite à cela, nous avons pour tâche de définir un maillage adapté pour discrétiser l'environnement, que nous allons affiner entre le guide d'onde et la chaufferette pour plus de précision dans les simulations. Celui-ci est de type triangulaire et est représenté en Figure 3.2.(a) au premier plan du dessin. La zone délimitée en jaune correspond à la zone choisie pour un maillage plus fin dont la valeur de 30 nm a été fixée par des études de convergence préliminaires. Nous définissons ensuite une puissance à appliquer de 0 à 200 mW dans le volume de TiN qui va la dissiper. De cette dissipation de puissance, nous en déduisons le profil de température supérieure à 300K. Celui-ci est représenté en Figure 3.2.(b) par un point chaud au niveau du TiN à  $\Delta K = 36\text{K}$  qui s'étend spatialement en s'affaiblissant sur les environs. Dans ce schéma, nous pouvons constater que le guide d'onde en silicium, meilleur conducteur thermique, déforme l'isotherme 14-16 K pour y être totalement englobé et semble donc échauffé à une température relativement uniforme. C'est, en tous les cas, ce profil de température englobant tous les matériaux que nous devons extraire vers un simulateur de mode optique.

L'influence de la température sur le mode guidé se fait vers le logiciel **Lumerical MODE**, afin d'accéder à un solveur de mode optique de type FDE (Finite-Difference Eigenmode). Celui-ci calcule le profil spatial et fréquentiel des modes optiques en résolvant les équations de Maxwell statiques sur une section 2D en cherchant les solutions de champs inchangées suivant la propagation d'un axe en particulier. Autrement dit, le problème optique est également ramené à un problème en 2D, comme pour la température. De ces modes optiques, nous pouvons déduire des informations utiles, comme l'indice effectif, la polarisation, l'absorption ou l'indice de groupe. En particulier l'indice effectif, et sa potentielle évolution avec la température fournira le déphasage du modulateur. Pour cela, il faut soigneusement reproduire la même géométrie sous MODE que sous HEAT, décrire les matériaux optiquement (indice de réfraction, absorption), produire un maillage puis extraire la distribution, ici de champ optique. Ce qui nous intéresse ici est le calcul de l'indice effectif du mode fondamental TE<sub>0</sub> en fonction du profil de température choisi. Pour ce faire, il nous faut à nouveau définir les matériaux, cette fois, non pas, par leurs propriétés thermiques, mais par leur indice de réfraction et d'absorption en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$ . A cela doit s'ajouter les coefficients thermo-optiques résumés en Table 3.1 pour chaque matériau. Une fois la structure reproduite à l'identique, la troisième étape de mise en place du solveur passe par la création d'une zone de simulation assez large et limitée par des couches absorbantes jouant le rôle de conditions aux limites afin de correctement simuler un mode optique. Concernant le maillage utilisé, MODE en impose un orthogonal et non pas triangulaire comme sur DEVICE, une opération d'interpolation triangulaire - orthogonale doit être menée et constitue une partie critique de la simulation. La convergence des résultats se produit pour

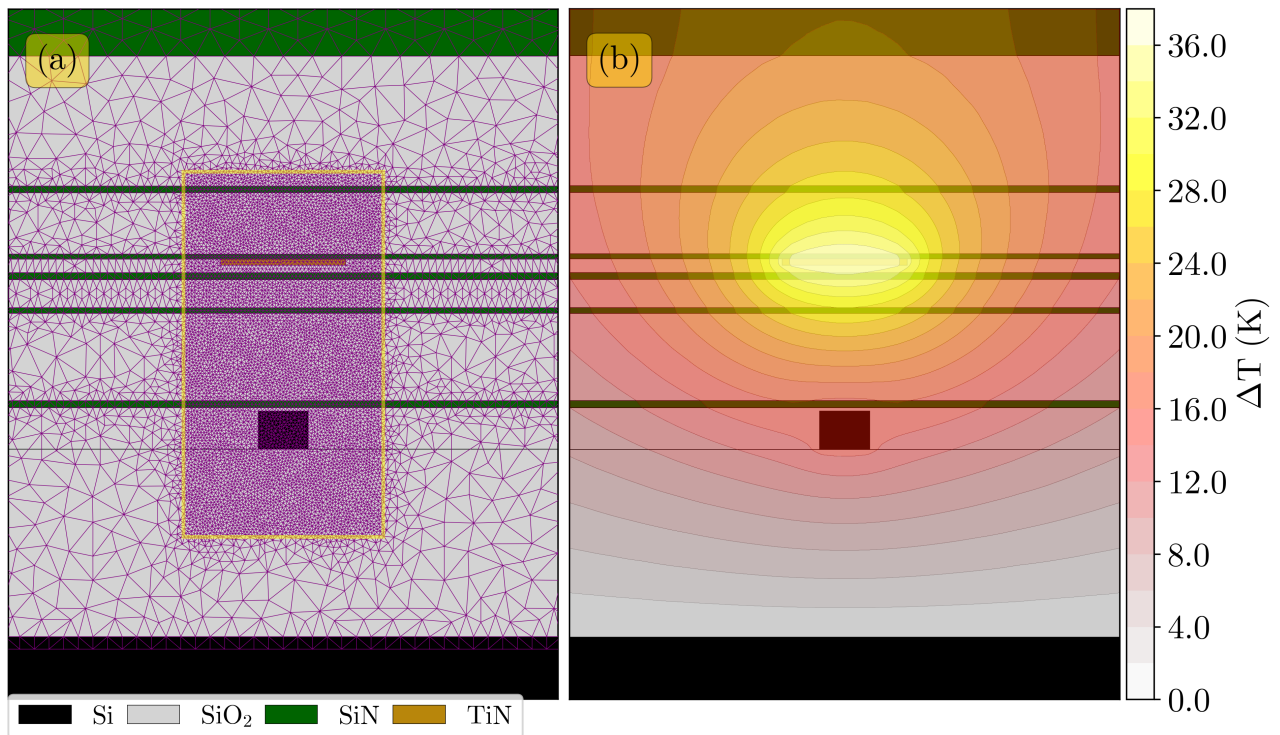


Figure 3.2 – Configuration du solveur Lumerical DEVICE (a) Maillage triangulaire à finesse variable, (b) Profil de température simulé

un maillage orthogonal, représenté en Figure 3.3 deux fois plus fin que pour la simulation thermique en maillage triangulaire, ici 15 nm dans la zone du guide d'onde. Cela permet de calquer la distribution de température et de champs optique avec une résolution suffisante.

Suite à cela, via les valeurs des TOCs rentrés en chaque point de l'espace, une carte d'indice de réfraction basée sur la température est sommée à celle basée sur les matériaux optiques. La distribution de température changeant avec la puissance appliquée, il en ira de même pour le profil de mode, et son indice effectif. Nous sommes donc en mesure de connaître la variation d'indice effectif  $n_{eff}$  et d'absorption  $\alpha$  avec la distribution de température et donc de déterminer les grandeurs définies dans les équations (1.12), (1.10) et (1.13) à savoir la longueur du modulateur, sa consommation moyenne et l'atténuation que son utilisation produirait sur un faisceau laser d'OPA. Ces variations d'indice effectif permettent de représenter le déphasage en fonction de la consommation en Figure 3.4.(a). Nous observons que pour 1 mm de modulateur, il est possible de déphaser de  $2\pi$  ( $=360^\circ$ ) en injectant 58 mW. En supposant que le  $\Delta\varphi$  moyen d'une chaufferette est de  $\pi$ . La consommation moyenne par chaufferette serait de 24 mW.

Afin de quantifier les pertes de propagation, nous devons rappeler que le solveur ne peut pas simuler les pertes dues à la rugosité du guide, uniquement l'absorption intrinsèque du matériau. Nous avons donc implémenté les pertes de propagation d'un guide silicium STRIP de  $0.38 \text{ dB/mm}$  telles que mesurées sur les masques ALCOR et ACTARUS, en plus de ce que le solveur peut quantifier dans la Figure 3.4.(b). Nous constatons, comme ce que prévoyait la théorie, que les pertes n'évoluent pas et restent fixées à la contribution due à la rugosité, signe en particulier que l'absorption du TiN à 1550 nm n'influe pas sur celle du mode optique, et donc que le TiN est disposé suffisamment loin. Enfin l'injection de puissance ne fait pas influencer cette valeur. L'atténuation laser est donc fixée ici à  $0,38 \text{ dB}$  sur 1 mm, ce qui est comparables

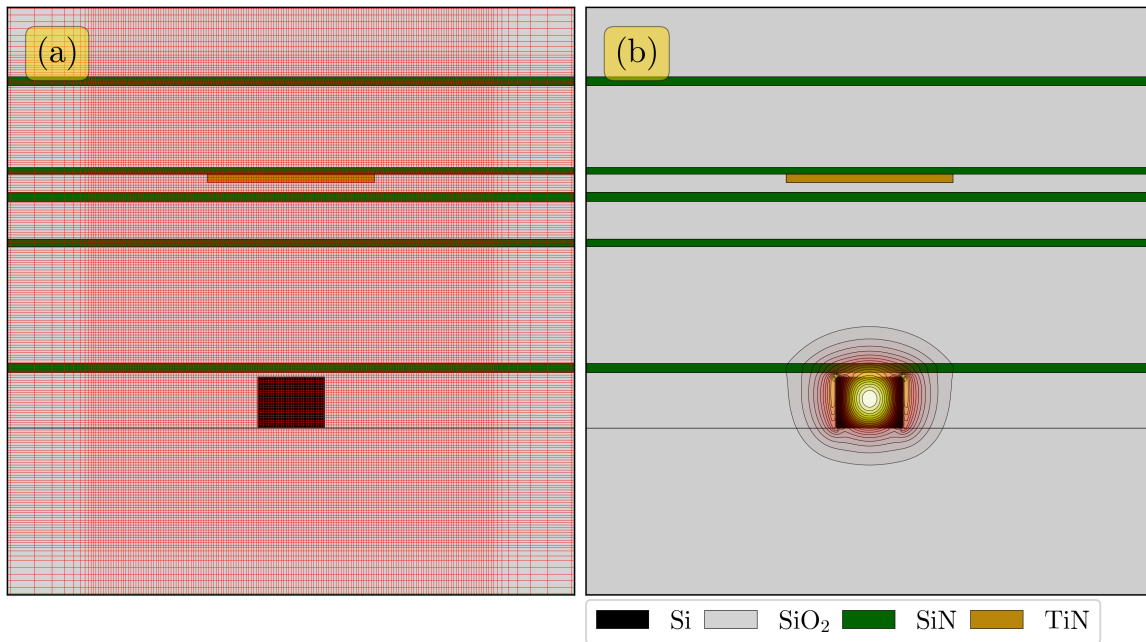


Figure 3.3 – Configuration du solveur Lumerical MODE (a) Maillage orthogonal à finesse variable, (b) Profil de champ optique guidé quasi-TE0

aux pertes d'insertion de composants passifs, comme nous le verrons dans la section 5.1 du Chapitre 4.

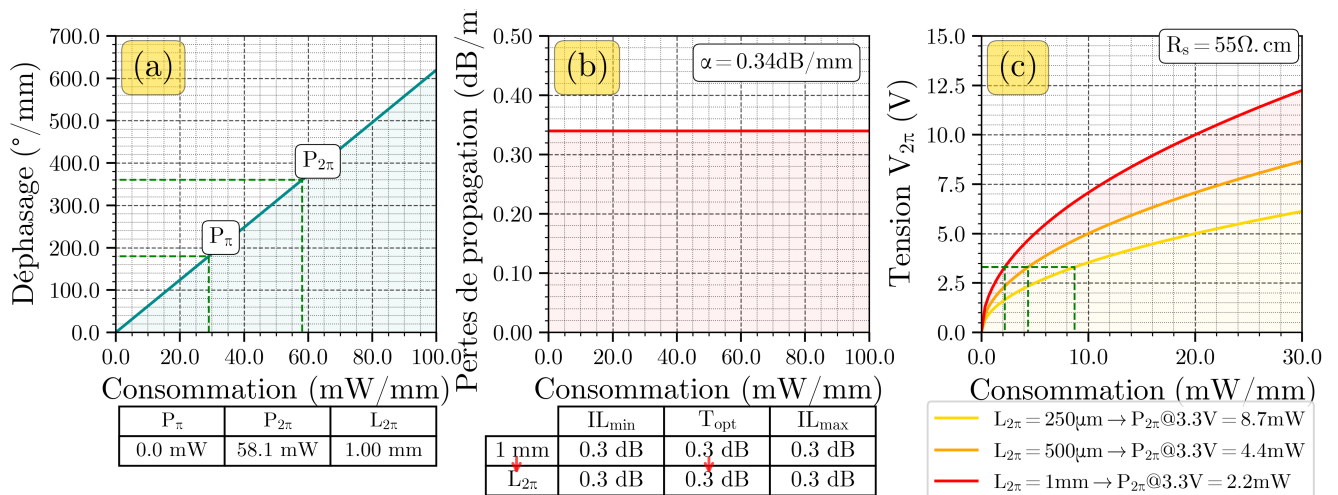


Figure 3.4 – Evolution du (a) déphasage, (b) des pertes du mode TE0 dans un guide d'onde silicium, (c) de la tension appliquée en fonction de la puissance injectée dans une chaufferette en TiN

On se doit néanmoins d'ajouter que cette simulation thermo-optique ne fournit que la dépendance de l'indice effectif avec la puissance fournie à la chaufferette pour la faire chauffer, et non la tension à appliquer. Or cette puissance va dépendre de la résistance par laquelle va circuler le courant produisant l'effet Joule. La résistance dépendant de la longueur de la chaufferette et donc du modulateur, nous avons une

relation interne entre la longueur et la puissance à appliquer. Dans l'exemple illustré en Figure 3.4.(c), nous considérons une couche de TiN dont la résistivité est donnée à  $\rho = 55 \mu\Omega.cm$  d'après des valeurs typiques fournies des chauffettes développées au CEA LETI. La largeur du fil est fixée à  $W = 1 \mu m$ . L'épaisseur visée à STMicroelectronics est égale à  $t = 50nm$ , si on établit une longueur de 1 mm la résistance est  $R = 11 k\Omega$ , donc la tension à appliquer pour opérer un déphasage de  $2\pi$  est donnée par la relation :

$$V_{max} = \sqrt{P_{2\pi} R} \quad (3.2)$$

Ici la tension maximale à appliquer est donnée à 25 V ce qui est bien plus élevé que la limite que nous nous sommes imposés à 3,3 V. Afin de rendre ce type de modulateur compatible, il nous faut diminuer la puissance  $P_{2\pi}$  à la valeur  $\frac{(3,3V)^2}{11k\Omega} \approx 1mW$ . Une autre option est également possible, à puissance donnée, car, en vertu de l'équation (3.2) nous pouvons diminuer la résistance pour réduire la tension d'application, par exemple en diminuant la longueur à moins de 1 mm, ou en épaississant la couche de TiN. Cependant, une longueur trop faible à puissance fixée, chauffera d'autant plus le matériau et il y aura risque de le dégrader si la température de fusion est dépassée. Ou, à l'inverse, si la résistance de la couche TiN est du même ordre de grandeur que les fils métalliques des niveaux métalliques, alors l'ensemble de la structure chauffera et le point chaud ne sera plus concentré sur le guide d'onde. Pour donner un ordre de grandeur, nous fournissons en Figure 3.4.(c), une relation entre la tension à appliquer et la puissance consommée, ce qui nous permet de constater que pour des longueurs de modulateurs plus courtes, la tension d'application est effectivement plus faible. Néanmoins, pour rester en-dessous de 3,3 V, quelle que soit la longueur utilisée, il faudra, au premier-ordre disposer de modulateurs dont la puissance pour déphaser suffisamment soit inférieure à quelques mW. Ces relations évoluent bien sûr avec la valeur de résistivité de la chauffette.

Enfin, le dernier critère à extraire est la fréquence de coupure pour un signal rectangulaire. Ce critère est plus difficile à acquérir car il met en jeu le comportement dynamique du composant. Or, les simulations réalisées ici se font sur la base d'équations d'états à l'équilibre. Il faut donc réaliser une simulation supplémentaire de type fréquentielle où la température est le paramètre d'entrée oscillant. L'objectif serait d'extraire la réponse fréquentielle sous la forme d'un diagramme de Bode. Malheureusement, cette fonctionnalité n'est pas présente sur Lumerical HEAT. Nous avons donc eu l'idée de nous reposer sur les simulations de type transitoires qui étaient disponibles, à savoir le fait de calculer la distribution de température en fonction du temps.

### Modélisation de la bande passante d'un modulateur thermique

Le principe est le suivant : la précédente simulation statique nous a appris quelle était la puissance nécessaire pour obtenir un certain déphasage. En utilisant cette information, nous récupérons le  $P_{2\pi}$ , soit la plus haute puissance que nous utiliserons et nous réalisons une nouvelle simulation thermique statique. Suite à cela, nous enregistrons, non pas la distribution de température, mais la distribution d'énergie thermique  $Q$ . Puis, nous réalisons une simulation transitoire où nous configurons l'apparition de cette distribution d'énergie thermique  $Q$  sous la forme d'un pulse à  $t = 0$  puis sa disparition "soudaine" à  $t = 500\mu s$ . Ensuite nous récupérons la valeur de température au centre du guide d'onde pour chaque valeur de temps.

Nous obtenons ainsi un temps de charge et de décharge du système en température, ce qui nous permet de déduire le temps caractéristique, de montée ou de stabilisation du système. L'évolution de cette

température en fonction du temps  $\Delta T(t)$ , est affichée en Figure 3.5 en bas à gauche. Si l'on souhaite obtenir la réponse fréquentielle du système, nous pouvons réaliser une transformation de Fourier du signal temporel pour calculer la fonction de transfert du système à une réponse en température en créneau. En effet, nous avons obtenu une fonction de la température présentée dans la sous-figure 3.5 qui est la réponse d'un système à une entrée créneau, caractérisée par une fonction de Heaviside. Or, dans l'espace de Fourier, cette dernière a pour expression :

$$\tilde{\theta}(\omega) = \frac{1}{j\omega} \quad (3.3)$$

La fonction de transfert du système en fréquentielle est donc :

$$\tilde{H}(j\omega) = \frac{\text{Sortie}}{\text{Entree}} = \tilde{\Delta T}(\omega)\tilde{\theta}(\omega) \quad (3.4)$$

Si on part de l'hypothèse que le système est un filtre passe-bas du premier ordre alors :

$$\tilde{\Delta T}(\omega) = \frac{T_0}{1 + j\frac{\omega}{\omega_0}} \quad (3.5)$$

Donc la fonction de transfert est :

$$\tilde{H}(j\omega) = \frac{j\omega T_0}{1 + j\frac{\omega}{\omega_0}} \quad (3.6)$$

Le facteur  $j\omega$  au numérateur est caractéristique d'une opération de dérivation dans le système temporel, donc la transformée de Fourier de la dérivée de  $\Delta T(t)$  sera égale, une fois normalisée, à la réponse fréquentielle du système. On peut donc en déduire la fréquence de coupure à -3dB pour une réponse sinusoïdale et si nécessaire en déduire notre fréquence de coupure à un signal en carré.

Nous pouvons donc déduire de cette série d'analyse segmentée en quatre parties qu'un modulateur thermique à base de TiN et intégré dans la disposition imposée par PIC50G dans le but de réaliser des OPAs actifs disposerait d'une consommation moyenne égale à  $P_\pi \approx 25mW$ , à réévaluer à 25 W de consommation pour l'OPA à 1000 antennes. Enfin avec une fréquence de coupure de 20 kHz, il serait capable de résoudre 11 000 points par seconde et les pertes dues au modulateur seraient de 0.3 dB. Enfin la longueur dépend des tensions d'utilisation, ici de l'ordre de 25 V pour 1 mm.

Une remarque doit, également, être faite à propos de la plateforme utilisée. En effet, ce descriptif des simulations mises en places est inspirés de l'environnement PIC50G, mais il doit être gardé à l'esprit que l'environnement ( $SiO_2$ , SiN) autour du guide d'onde influe beaucoup sur les performances. Notamment l'épaisseur relative de  $SiO_2$  qui sépare le modulateur thermique de la surface soumise à la convection et la distance guide d'onde / chaufferette. Ainsi dans l'environnement du CEA LETI, le modulateur montre de meilleures performances en bande passante et en consommation que l'on quantifie à 33 kHz de bande-passante et 20 mW de consommation moyenne.

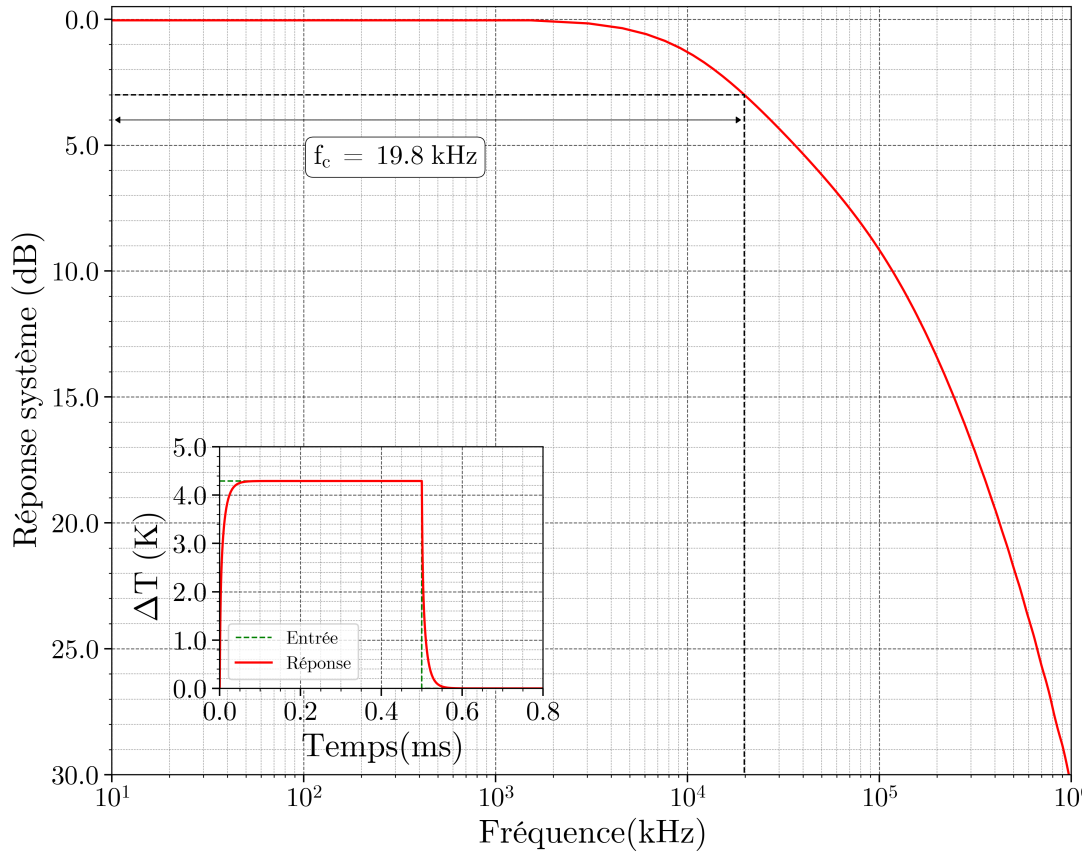


Figure 3.5 – Réponse fréquentielle d’une chaufferette thermique et équivalent temporel (en bas à gauche) de la réponse thermique face à une réponse créneau

Partant de ce constat, nous avons décidé d’étudier des axes d’amélioration potentiels concernant l’environnement du guide d’onde. En premier lieu, la proximité de la chaufferette thermique avec celle du guide d’onde. Que se passe-t-il si nous rapprochons le TiN du silicium? Une seconde étude s’attachera à entourer le guide et la chaufferette d’air, bien plus isolant que le  $SiO_2$  afin de confiner la chaleur et diminuer la puissance à consommer pour réduire la tension à 3,3V.

### 3.2.3 Influence de la proximité de la chaufferette TiN

La première série de simulations sur laquelle nous nous sommes penché a été motivée par le fait que la simulation précédente donnait un  $P_\pi$  de 30 mW au lieu d’une valeur de 1 mW maximum et qui nous empêche ainsi de travailler à des tensions raisonnables. Pour améliorer ce point, nous nous sommes intéressés à l’impact de la proximité de l’électrode de TiN par rapport au guide d’onde sur la puissance. Cet axe d’optimisation s’inscrit dans un compromis entre puissance électrique et pertes optiques. On s’attend, ici, à ce que plus le TiN est proche du guide d’onde, plus la puissance pour chauffer ce dernier sera faible mais plus les pertes dues à l’absorption seront élevées. Il s’agit ainsi de les maintenir plus faibles que celle de composants optiques présents dans l’OPA, par exemple les MMI et leurs -0.1 dB de pertes d’insertion.

Cette série de simulations montre que les pertes de propagation d’un tel modulateur restent faibles et constantes dans la mesure où le TiN est suffisamment loin du silicium, à savoir, à une distance supérieure à 700 nm. Cependant, descendre sous cette distance, fait très rapidement augmenter les pertes de 0,34 dB

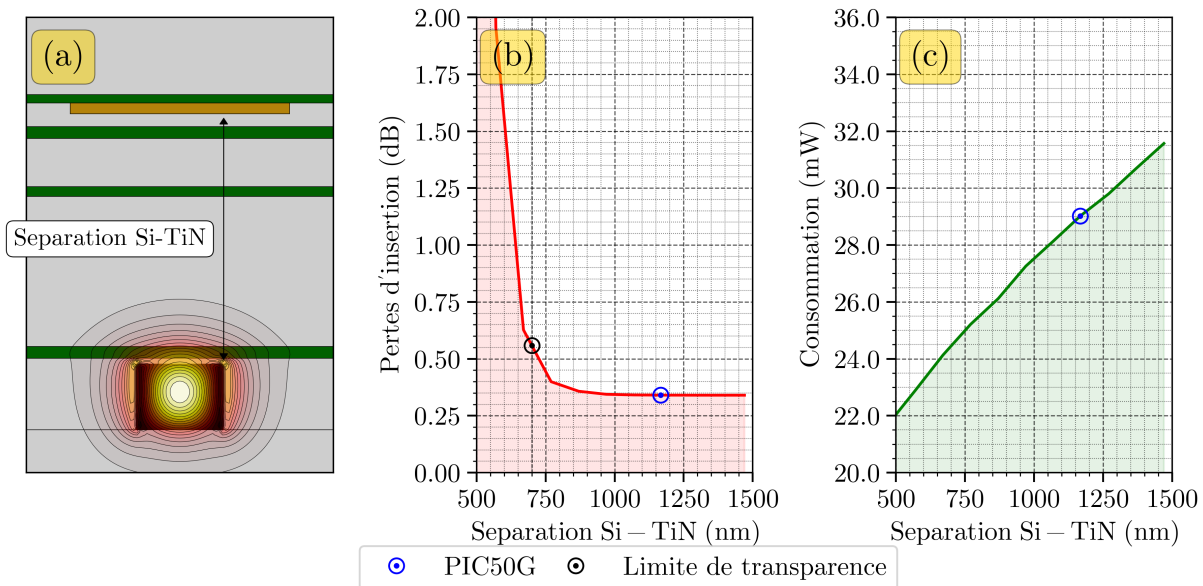


Figure 3.6 – (a) Détermination de la distance minimale (limite de transparence) en-dessous de laquelle les pertes d'absorption du TiN sont prédominantes, (b) Evolution de la consommation avec la séparation Si-TiN

à plus de 2 dB sur moins de 100 nm de rapprochement alors que la consommation diminue relativement peu. On tire de cette analyse deux informations. Premièrement, la disposition imposée par PIC50G n'est pas optimale avec une distance de séparation de 1170 nm par rapport à 700 nm. La seconde est que le rapprochement de la chaufferette n'est pas le critère principal pour diminuer la consommation moyenne qui, ici, diminue de 30 mW à 24 mW seulement entre la configuration PIC50G et la configuration optimale. Il nous faut donc trouver un axe d'optimisation bien plus influent.

### 3.2.4 Isolation thermique pour modulateurs compacte basse-consommation

Un axe très intéressant d'étude se trouve dans la possibilité d'isoler les chaufferettes thermiquement grâce à des tranchées d'air. En effet, nous avons vu que l'un des principaux problèmes de ces modulateurs thermiques vient de la compacité latérale car la chaleur est libre de s'étendre sur des distances d'environ  $20 \mu m$ . Cela est susceptible d'influer en plus sur des modulateurs proches si l'on souhaite une intégration dense comme dans un OPA. Donc, toute la chaleur qui s'étend est autant de chaleur qui ne chauffe pas le guide. Il y a là un problème d'efficacité énergétique. Or l'air est un matériau, qui, sous réserve de ne pas avoir des comportements convectifs, conduit extrêmement peu la chaleur, et en particulier bien moins que le  $SiO_2$  comme quantifié en table 3.1. L'idée serait ici de réaliser une gravure en fin de fabrication afin de descendre à une profondeur proche de la base du guide d'onde, voire en-dessous. Il y a alors une discussion qui se poserait sur la profondeur des tranchées, leur largeur et leur proximité vis-à-vis du guide d'onde. Pour de premières simulations, nous avons comparé les gradients thermiques latéraux avec et sans tranchées, comme illustré, respectivement, dans les Figures 3.7.(a) et (b).

Dans ces figures, nous avons utilisé des dimensions de tranchées de  $1 \mu m$  de large à une distance de 120 nm de la chaufferette TiN pour rester en accord avec des valeurs de tailles de motifs standards de lithographie. Nous pouvons voir que le gradient thermique latéral montre une forte discontinuité par ce type de tranchée d'air et l'élévation de température passe de 15 K à 50 K au maximum avec les tranchées



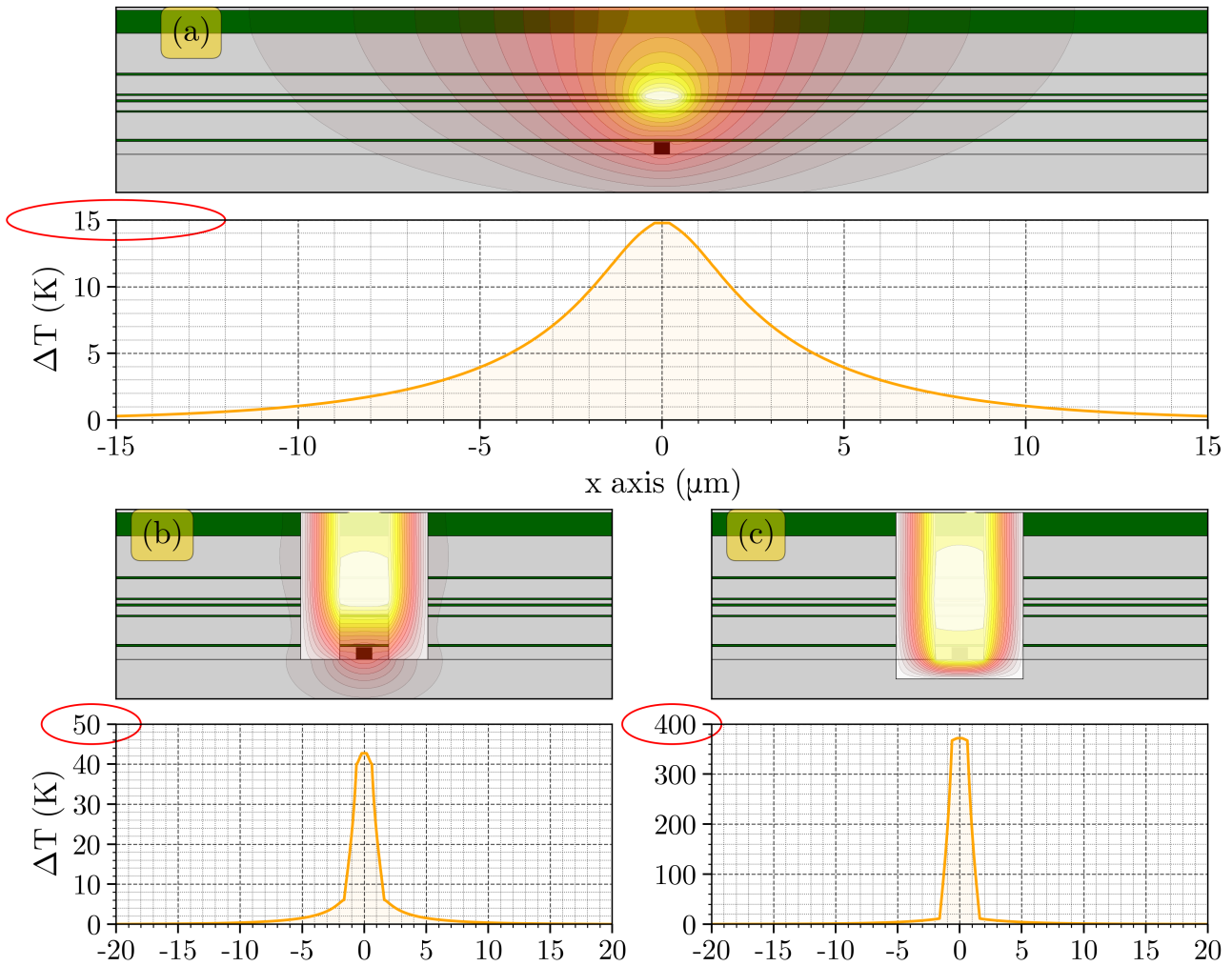


Figure 3.7 – (a) Gradient thermique d'un modulateur thermique sans tranchées, (b) avec tranchées, (c) Avec tranchées et sous-gravure

pour une puissance nécessaire à l'obtention d'un déphasage de  $2\pi$ . En outre, le gradient thermique sur la section verticale est globalement uniforme suivant l'axe  $z$  tant que les tranchées sont présentes. Il disparaît rapidement au niveau de la surface convective supérieure, et dans le BOX inférieur, ce qui signifie que la chaleur peut s'échapper tant grâce à l'air sous flux convectif, que grâce au thermostat imposée par le substrat silicium. Enfin, en Figure 3.7.(c), nous illustrons un cas particulier où les tranchées sont gravées jusqu'à des niveaux inférieurs à la base du guide d'onde. Dans ce cas, le guide d'onde est suspendu et la chaleur ne peut plus aussi facilement s'étendre dans le BOX jusqu'au substrat. Sans ce pont thermique, l'élévation de température passe de 50 K à presque 400 K pour une même puissance donnée. On illustre alors la significative amélioration des tranchées avec sous gravure, par rapport à des tranchées latérales. Afin de quantifier plus précisément cette observation, nous réalisons une étude de l'influence de la position du fond des tranchées par rapport à la base du guide d'onde. Nous pouvons tracer les profils en bande passante et en consommation moyenne dans la Figure 3.8.

Ici, nous avons fixé comme paramètre d'optimisation la position du fond des tranchées, Si celui-ci est po-

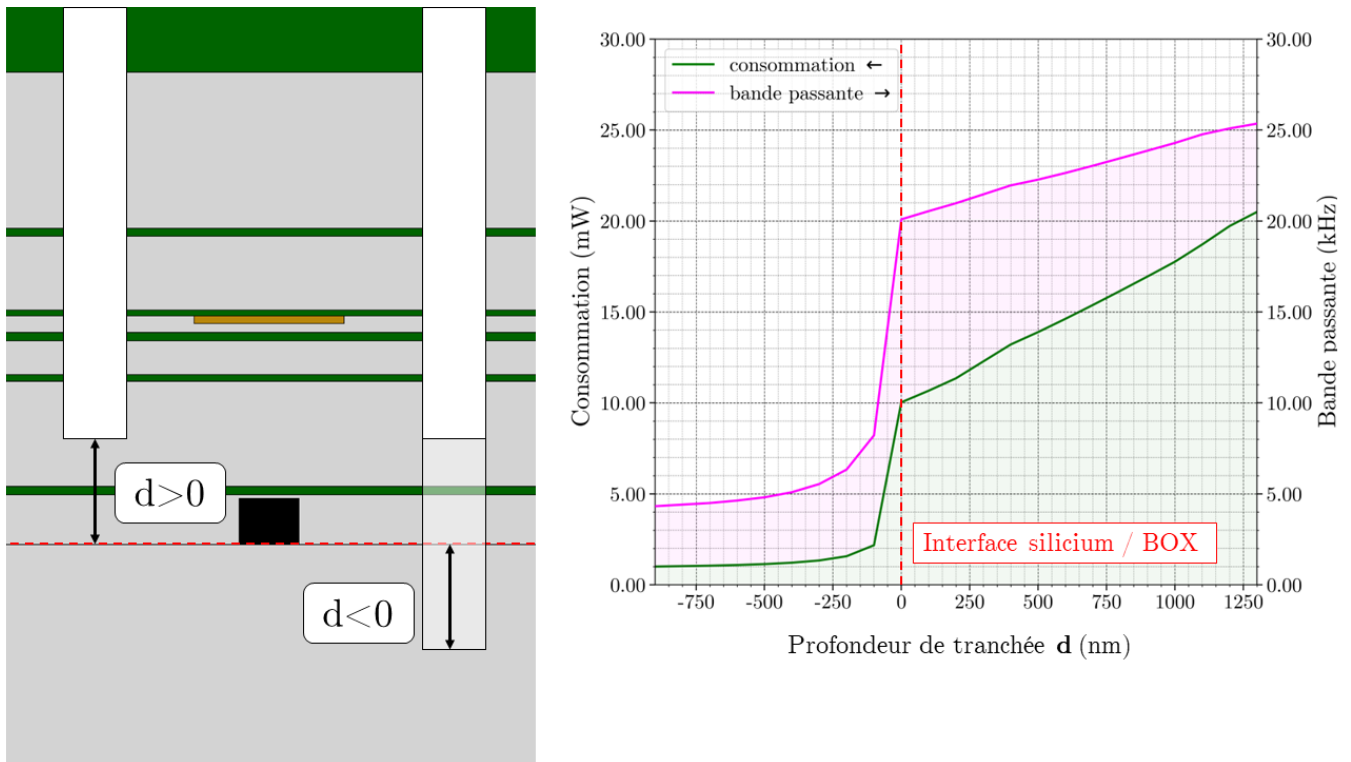


Figure 3.8 – Evolution de la fréquence de coupure / consommation moyenne en fonction de la profondeur des tranchées

sitif, le fond des tranchées est au-dessus de la base du guide. Si celui-ci est négatif, alors nous considérons que le guide d'onde est suspendu au-dessus du vide d'une hauteur définie par la valeur du paramètre en valeur absolue. Cela permet de comparer à la fois le rôle latéral des tranchées et l'ajout d'une tranchée inférieure qui empêche la chaleur de s'évacuer vers le substrat silicium. On observe, ainsi, que pour une valeur positive, la consommation baisse très peu, tandis que la bande passante évolue elle aussi favorablement mais très légèrement. Cependant, quand nous gravons sous le guide d'onde, des changements significatifs s'opèrent. La consommation chute en effet à des valeurs de quelques mW à peine ce qui est extrêmement satisfaisant au regard des spécifications que nous souhaitons atteindre. En revanche, la bande passante chute elle aussi drastiquement, ce qui va à l'opposé de ce que nous souhaitons. Cela s'ajoute au fait que la fréquence de balayage était déjà bien en deçà de nos espérances. Nous avons conclu de ces études, que les modulateurs thermiques indirects ont un besoin peut être indispensable de tranchées d'air sous-gravées afin d'obtenir des modulateurs très compacts, sans atténuation optique significative et des valeurs de consommation à la limite du satisfaisant. En revanche, une fréquence de balayage de quelques kHz est très faible, même si de plusieurs fois supérieure à l'état de l'art des scanners galvanométriques. Ils peuvent donc, dans l'absolu servir à des applications LiDARs où la consommation et le nombre de points résolubles ne sont pas des besoins durs.

Une autre conclusion de cette première étude est que nous sommes limités quelle que soit l'optimisation car nous nous appuyons sur un mécanisme physique qui est intrinsèquement lent et énergivore, bien qu'intrinsèquement efficace et pur en modulation de phase. Les essais d'optimisation, nous permettent d'améliorer les performances mais toujours au détriment des autres et toujours dans un cadre limité à ce que permet la thermodynamique. C'est pour ces raisons que les études, ainsi que les composants caractérisés dans le chapitre 4, n'ont pas poussé la démonstration de systèmes OPA thermiques. La volonté a

plutôt été de se concentrer sur l'étude de systèmes se reposant sur un autre mécanisme physique présent dans le silicium et historiquement utilisé dans la plateforme photonique à ST pour application datacommunication : la dispersion plasma.

## 3.3 Modulateur de phase à dispersion plasma

### 3.3.1 Simulation de p-i-n à injection

Durant la conception de notre premier masque ACTARUS, le modulateur p-i-n à injection apparaissait comme une première approche intéressante, compact, et assez efficace. Dans le cadre du tout premier masque ACTARUS, nous avons alors intégré les p-i-n standards offertes par la plateforme PIC50G dans des OPAs à 16 antennes. Mais nous souhaitons proposer ultérieurement des modulateurs optimisés pour l'usage d'OPAs. Pour simuler les p-i-n à injection, nous avons repris le protocole précédent, mais en utilisant le solveur Lumerical **CHARGE** alors couplé à **Lumerical MODE** pour la simulation électro-optique de composants. Le solveur **CHARGE** a servi pour la résolution des équations de Poisson et de transport de charge. Néanmoins, comme il s'agit ici de simuler un dispositif avec une circulation de courant, l'effet Joule doit-être aussi pris en compte car le dispositif est en capacité de chauffer. Nous maintiendrons donc l'utilisation du solveur **HEAT** pour prendre ce phénomène en considération.

En s'inspirant de la géométrie fournie par le DK PIC50G, nous avons reproduit la géométrie de la p-i-n implémentée sous ACTARUS en Figure 3.9.(a). Celle-ci est en configuration MRIB comme tous les autres composants de ce masque, comme indiqué en 2.2.2. Les couches latérales épaisses de 150 nm se prolongent latéralement jusqu'à des contacts métalliques pour former des "bras d'accès" disposés de part et d'autre du guide d'onde. Ici la définition des matériaux tient à leurs propriétés de semiconducteurs (bande interdite, permittivité diélectrique, conductivité, ...). Ensuite, nous installons un maillage triangulaire plus ou moins fin selon les régions d'intérêt comme indiqué en Figure 3.9.(b). Par exemple, au niveau de la jonction centrale où la densité de charges va fortement varier comme indiqué en Figure 3.9.(c) où nous affichons les densités de trous et d'électrons respectivement en rouge et bleu. Les valeurs et le profil de celles-ci sont inspirées de précédentes simulations[91]. En Figure 3.9.(c), nous affichons la distribution à 0 V, de dopages  $N_h$  et  $N_e$  de  $3 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ . Cette distribution va s'uniformiser à mesure qu'un courant électrique s'installe. Par effet Joule, nous utilisons le solveur **HEAT** pour quantifier l'élévation de température illustré en Figure 3.9.(d). L'obtention de ces deux données est extrêmement importante car l'effet thermo-optique modifie l'indice positivement d'après (1.4) tandis que la dispersion plasma le modifie négativement pour une augmentation de la densité de porteurs d'après l'équation (1.6), ici présente par injection de charges. Or, dans la gamme de températures accessible ici, l'effet thermo-optique peut surpasser l'effet de dispersion plasma, il arrive donc un point où le déphasage n'augmente plus, voire diminue puis évolue dans le sens inverse au fur et à mesure que la température augmente. En revanche, l'effet thermo-optique ne compense nullement les pertes optiques, qui elles continuent d'augmenter avec la tension du fait de l'absorption sur les porteurs libres. Ainsi la simulation de mode optique, présentée en Figure 3.9.(e), peut amener à des variations de  $n_{eff}$  et de pertes optiques élevées avec la tension croissante.

Néanmoins, les premières simulations n'ont pas fourni des valeurs cohérentes de pertes et de déphasage auxquelles nous pouvions nous attendre par rapport à l'état de l'art. En effet, ces dernières dépendent de manière critique du temps de vie des porteurs que l'on ne connaît pas *a priori*. Nous sommes obligés ici de réaliser un calque entre la simulation et son équivalent expérimental. Nous avons en effet mesuré les pertes de propagation de ce type de jonction p-i-n à injection en section 5.2.3. Durant cette étape de me-

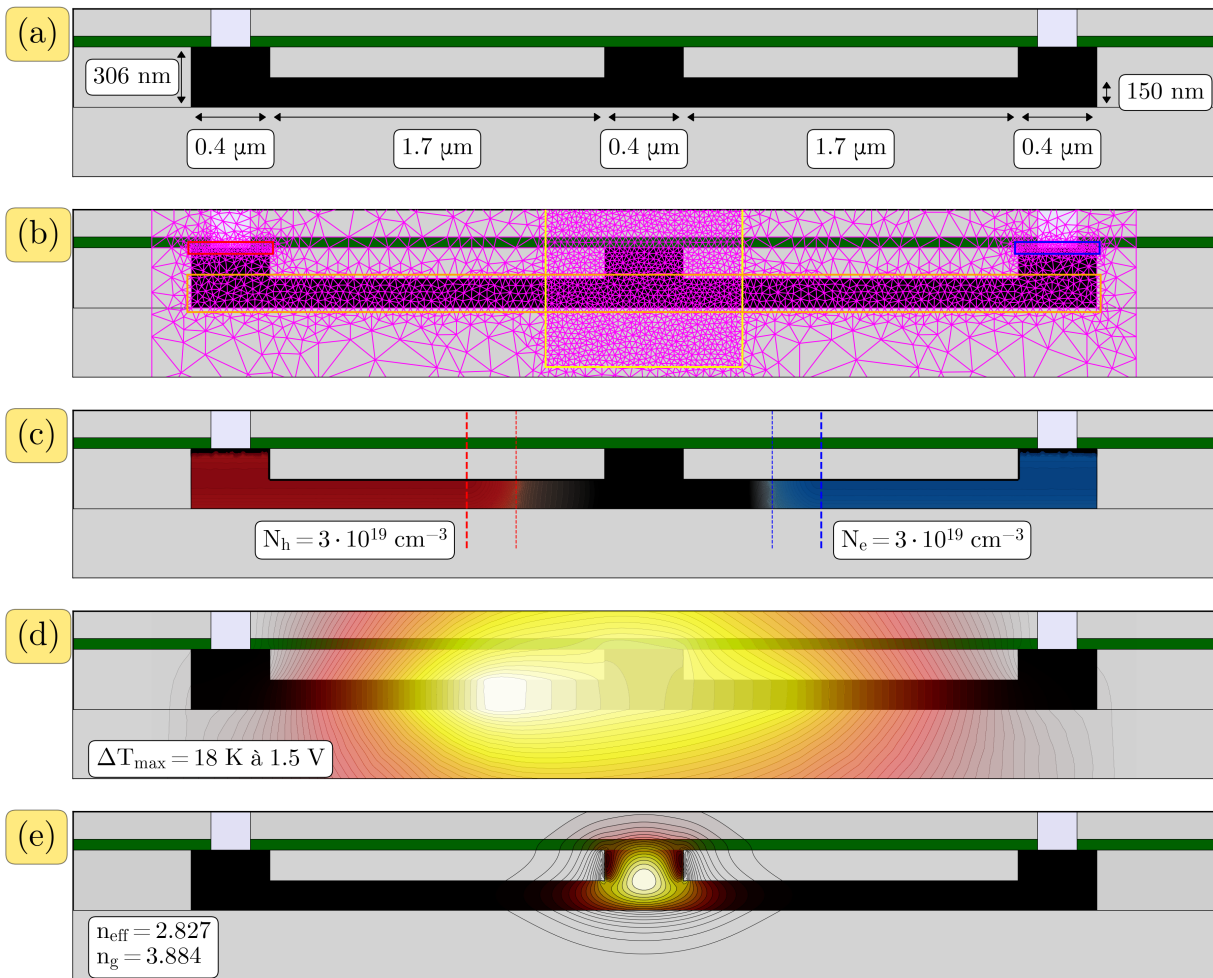


Figure 3.9 – (a) Géométrie du modulateur p-i-n sur le masque ACTARUS, (b) Maillage sous Lumerical DEVICE, (c) Distribution spatiale de trous (rouge) et d'électrons (bleus), (d) Distribution spatiale de température, (e) Distribution spatiale de lumière

sure, nous avons mesuré l'évolution du courant et de la transmission en fonction de la tension appliquée sur 8 p-i-n de  $250 \mu\text{m}$  de long disposées en parallèle. La résistance d'accès relative aux niveaux métalliques utilisés pour les connexions électriques a été estimée à  $50 \Omega$  et se trouve de fait non négligeable par rapport à la résistance interne d'une p-i-n qui est égale à quelques  $\Omega$ . En réalisant différentes simulations avec un temps de vie variant entre 1 ns à 1 ms l'ordre de grandeur maximal reporté, nous avons trouvé, pour cette dernière valeur, une très bonne estimation de la transmission en fonction de la tension. Cependant, de manière surprenante, un courant électrique environ quatre fois plus fort que le courant réellement mesuré a été simulé. Cela est dû au fait que les contacts métalliques sont périodiquement disposés en plots le long des diodes p-i-n, comme illustré en 2.13 alors que la simulation 2D sous Lumerical des figures 3.9 approxime des contacts infinis dans le sens de la longueur (troisième dimension). Cela influe sur la valeur de courant mesuré qui dépend de la section des contacts électriques avec le semiconducteur. En calculant le facteur d'occupation des plots par rapport au contact simulé sous Lumerical, estimé à 0.27 sur Actarus, nous nous ramenons aux bonnes valeurs de dépendance courant-tension.

En résumé, en adaptant le temps de vie des porteurs, la résistance d'accès des fils métalliques et le facteur de remplissage des plots de contact, nous obtenons des simulations électro-optiques satisfaisantes des p-i-n comme expliqué en section 5.2.3. Néanmoins nous n'avons pas pu mesurer le déphasage en raison d'une erreur de conception, mais, comme pertes et déphasages sont des quantités liées par les lois de Soref et Bennet données par les équations (1.6) et (1.7), Nous avançons comme hypothèse qu'une simulation confirmant les pertes mesurées, décrit également bien le déphasage réel. Les résultats de la première simulation sont exposés ci-dessous en Figure 3.10.(a) et décrivent l'évolution du déphasage (en °/mm) en fonction de la tension appliquée. L'évolution des pertes de propagation confirmée par la mesure est aussi dans cette section en Figure 3.9.(b) et donnée en (en dB/mm) et de la dépendance I-V en Figure 3.9.(c).

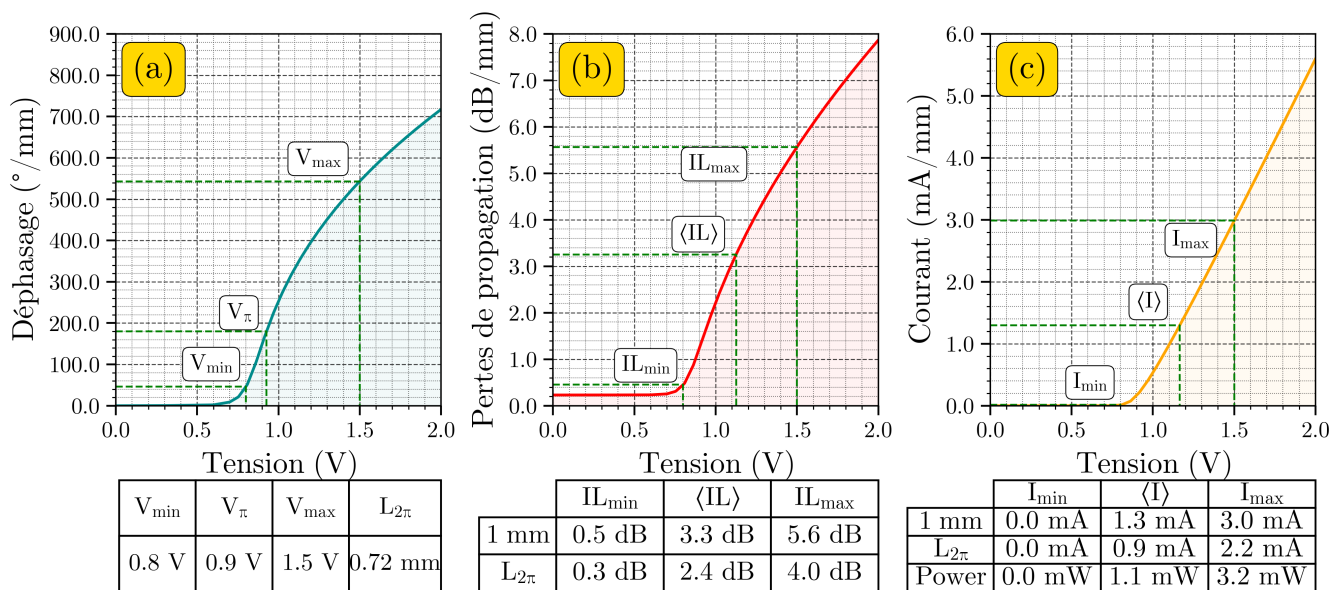


Figure 3.10 – (a) Déphasage, (b) Pertes de propagation (c) Courant électrique, en fonction de la tension appliquée et déduction des performances de longueur, d'atténuation de faisceau et de puissance consommée)

En Figure 3.10.(a), nous observons que le déphasage obtenu avec une tension inférieure à 0.7V est négligeable, mais monte très rapidement au-delà de cette limite. Nous retrouvons là le comportement typique d'une diode p-i-n, y compris pour l'évolution des pertes en Figure 3.10.(b) et bien sûr la courbe I-V en Figure 3.10.(c) qui est exponentielle en fonction de la tension appliquée. Cela veut dire, que nous sommes en mesure de déphaser le signal optique très facilement, mais potentiellement au prix d'une atténuation et d'une énergie importante. Ici la quantité de courant est assez limitée en raison de la résistance d'accès et l'effet thermo-optique n'est qu'à peine visible, ce qui permet au déphasage de continuer à progresser, malgré la légère inflexion qui se dessine sur la courbe de déphasage au-delà de 1,5 V. Nous fixons comme tension minimale  $V_{min} = 0.8$  car nous n'observons très peu de déphasage sous cette valeur. La tension maximale prise en compte sera pour le moment  $V_{max} = 1.5$  V. Elle est choisie arbitrairement mais sera justifiée en 3.3.2. On en déduit alors  $L_{2\pi} = 750 \mu m$ , comme indiqué dans le tableau de la Figure 3.10.(a). Cela correspond à une longueur assez compacte pour un modulateur. Une fois la longueur  $L_{2\pi}$  déterminée, nous pouvons convertir les pertes de propagation en dB/mm en pertes d'insertions en dB, d'après l'équation (1.13). Pour calculer les pertes macroscopiquement attendues sur le faisceau laser d'un OPA. Nous devons calculer les pertes moyennes entre les bornes de tension que l'on s'est fixé comme démontré en 2.1.4. Nous pouvons voir que les pertes minimales sont ainsi de 0,3 dB et maximales à 4,0 dB, pour une perte moyenne de 2.4 dB. Le processus doit-être le même pour déduire le courant moyen mesuré dans le

modulateur, ce qui permet de déduire la puissance moyenne estimée à 1,1 mW. Cela veut donc dire, que le modulateur p-i-n, tel que défini dans PIC50G, ne présente plus les problèmes de consommation rencontrés chez un modulateur thermique, et semble tout aussi, voire plus compact, mais au prix de pertes optiques non négligeables s'approchant d'une transmission de 50%.

Le dernier critère qui manque ici est la fréquence de coupure du système. Comme il s'agit d'un système électrique, il nous est nécessaire de calculer la résistance et la capacité pour obtenir la fréquence de coupure. C'est pour cela que nous utilisons l'analyse petite-signal (SSAC) fournie par Lumerical CHARGE pour les systèmes purement électriques. Cela signifie que cette analyse ne prend plus en compte l'évolution de la thermique du système et nous assumons l'hypothèse que dans l'utilisation standard d'un OPA, la fréquence de coupure du système électrique est bien supérieure à la fréquence de coupure thermique. Auquel cas, on peut considérer le système comme un thermostat dont la valeur de température est fixée quelque part entre 300 K et le maximum de température atteignable. De plus, il semblerait que les effets thermiques ne soient pas présents aux échelles de courant ici présentes. On néglige donc, dans le cas présent, les effets thermiques qu'il pourrait y avoir sur la tension de seuil, la zone de charge d'espace, ... L'analyse SSAC fournit l'impédance du système  $Z = \tilde{R} + j\tilde{X}$  dont la partie réelle est la résistance tandis que la partie imaginaire est la réactance  $\tilde{X} = \frac{1}{\omega C}$ , le tout en fonction de la fréquence appliquée aux petits signaux que l'on fait varier entre 100 et 1 THz et de la tension utilisée. La connaissance de l'impédance permet ainsi d'obtenir la capacité et la résistance en fonction de la tension utilisée seulement en recourant aux conditions aux limites offertes par les fréquences 100 Hz ( $\approx \omega \rightarrow 0$ ) et 1 THz ( $\approx \omega \rightarrow \infty$ ) :

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \tilde{Z} = \frac{1}{\omega C} \quad (3.7)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \tilde{Z} = R \quad (3.8)$$

L'équation (3.7) montre que pour des fréquences très hautes, l'impédance du système est celle d'une capacité idéale. A l'inverse, l'équation (3.8) montre que pour des fréquences très faibles, l'impédance du système est celle d'une résistance pure. On en déduit ainsi capacité et résistance. En raison de l'expression de l'impédance initiale, nous nous sommes placés dans l'hypothèse que le système est un filtre passe-bas du 1er ordre, comme pour les modulateurs thermiques, et nous pouvons donc déduire la fréquence de coupure et tracer le diagramme de Bode équivalent.

Ici, nous voyons que la capacité est assez faible en-dessous de la tension de seuil et augmente brusquement au-delà, ce comportement était attendu car l'injection de courant modifie significativement la quantité de charges libres présentes. Or la capacité est par définition égale à la variation de charges causée par une variation de tension. Il est ainsi normal d'avoir des valeurs de capacités élevées dans ce type de dispositif. A l'inverse, les valeurs de résistance en-dessous de 0,7 V qui restent très élevées en raison de la zone intrinsèque, diminuent drastiquement au-delà de la tension de seuil car la zone de charge d'espace disparaît en devenant une zone très conductrice. De la même manière que nous avons calculé les pertes d'insertion et la puissance consommée moyenne entre deux bornes de tension, nous calculons les résistances et capacités moyennes. La fréquence de coupure est alors calculée selon la formule classique  $f_c = \frac{1}{2\pi RC}$  afin de fournir une estimation de la vitesse de balayage de l'OPA. Nous obtenons une fréquence de coupure dépassant la centaine de MHz d'après la Figure 3.11.(c), ce qui est assez typique dans l'état de

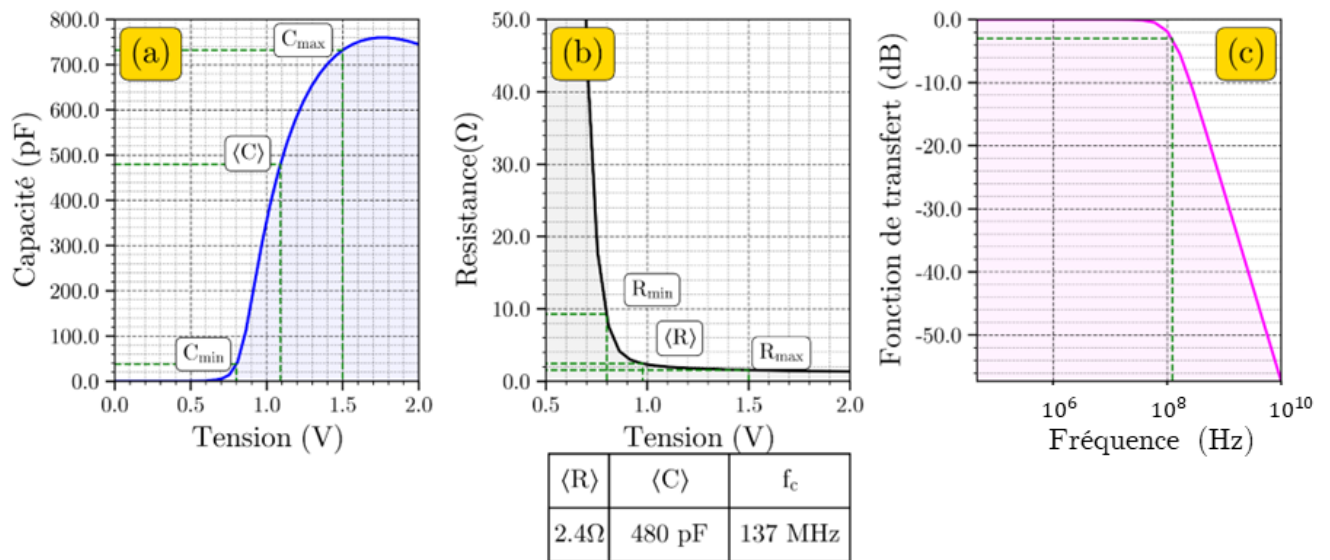


Figure 3.11 – (a) Capacité, (b) Résistance, en fonction de la tension appliquée, (c) Réponse fréquentielle du système

l'art, et cela permet de confirmer le fait que la dispersion plasma offre d'office des fréquences de coupure bien supérieures à nos besoins. Ce critère n'est donc pas très pertinent pour la suite de l'étude des p-i-n si l'on souhaite discriminer des variantes de p-i-n. Sur les autres critères, on voit également que la longueur de modulateur est assez satisfaisante, mais les pertes sont définitivement le critère principal à améliorer et sur lequel baser des optimisations. La seconde question porte sur la possibilité de diminuer la consommation. Celle-ci est proche de 1 mW. Elle répond donc à la borne supérieure de nos objectifs, mais il serait plus confortable d'accéder à des consommations significativement inférieures à cette limite.

### 3.3.2 Optimisation des tensions à appliquer

L'obtention de ces quatre critères nous permet à nouveau d'étudier des axes d'optimisation sur ce type de modulateur et de les comparer au modèle standard présent sur PIC50G. D'un point de vue géométrique, nous n'avons pas de raisons spécifiques à modifier l'architecture du modulateur car déjà optimisée pour maximiser le recouvrement optique dans la structure. En revanche, dans l'objectif de diminuer les pertes et la consommation énergétique, il paraît naturel de s'interroger sur l'impact du dopage sur les performances du modulateur, mais également sur les bornes supérieures que l'on choisit pour la tension. Pour cette dernière question, nous avons lancé plusieurs simulations avec une tension minimale de 0.8 V et une tension maximale variant de 0.81V à 2V pour observer les différences qui sont compilées dans la Figure 3.12.

En Figure 3.12.(a) nous pouvons voir l'évolution de la longueur du modulateur. Sans surprise, nous constatons que si l'amplitude de tension tend vers 0, le déphasage entre ces bornes tend aussi vers 0 et la longueur nécessaire pour atteindre  $2\pi$  tend vers l'infini. On obtient des modulateurs submillimétriques à partir de 1.2 V et la longueur tend vers une asymptote proche de 500  $\mu\text{m}$  pour des tensions maximales supérieures. Nous aurions pu penser intuitivement à augmenter l'amplitude de tension au maximum de nos capacités à 3.3V mais cela semble inutile. Pire encore, nous constatons en Figure 3.12.(b) que les pertes passent par un minimum aux alentours de 1.1V, cela se comprend aisément car une trop forte amplitude de tension produit des modulateurs dont la densité de porteurs s'accroît fortement, avec les pertes de

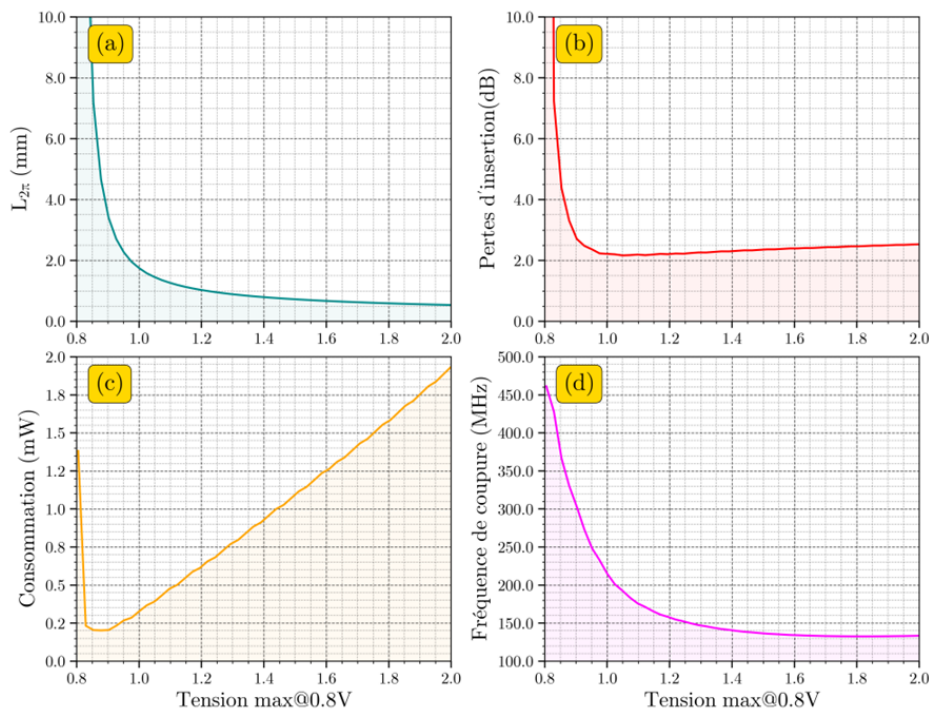


Figure 3.12 – Evolution en fonction de l’amplitude de tension par rapport à 0.8 V de tension pour : (a) la longueur de modulateur, (b) la perte d’insertion moyenne, (c) la consommation moyenne, (d) la fréquence de coupure.

propagation dues aux dopants. A l’inverse, une trop faible amplitude de tension produit des modulateurs très longs, avec cette fois des pertes de propagation dues à la rugosité qui deviennent prédominantes. La consommation suit la même tendance en Figure 3.12.(c) avec un minimum entre une consommation intense dues à la forte amplitude de tension et une forte quantité de courant engendrée par une grande section d’un modulateur très long. Néanmoins elle reste centrée autour de 1 mW. Enfin, la bande passante en Figure 3.12.(d), reste au-delà des 100 MHz dans tous les cas. A nouveau, son étude n’est pas porteuse d’information et nous nous en tiendrons là sur ce critère. Nous pouvons conclure qu’un bon compromis entre pertes, compacité et consommation serait de se fixer à une faible amplitude de tension par exemple 1.2 V. De manière générale, ce résultat n’est pas surprenant car comme les performances électro-optiques sont exponentiellement dépendantes de la tension et linéairement dépendante de la longueur, il vaut mieux privilégier de grandes longueurs et de faibles tensions pour limiter pertes et courant, quand bien même cela se ferait au détriment du déphasage.

Nous nous sommes ensuite concentrés sur la modification de la distribution de dopants car nous avons vu que les pertes sont le critère qui évolue le plus. Pour cela, nous avons deux choix : la largeur de la jonction qui peut être élargie, et enfin le niveau de dopage au niveaux des accès silicium. Le résultat de ces simulations est compilé en Figure 3.13

La Figure 3.13.(a) illustre les deux axes d’optimisation que nous souhaitons modifier, d’une part la largeur de la jonction, symétrique par rapport au centre du guide, puis le dopage des accès silicium, initialement fixés à  $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . La Figure 3.13.(b) montre que plus la largeur de jonction augmente, plus la longueur du modulateur est grande, cela vient du fait que le modulateur demande de plus fortes tensions d’appli-



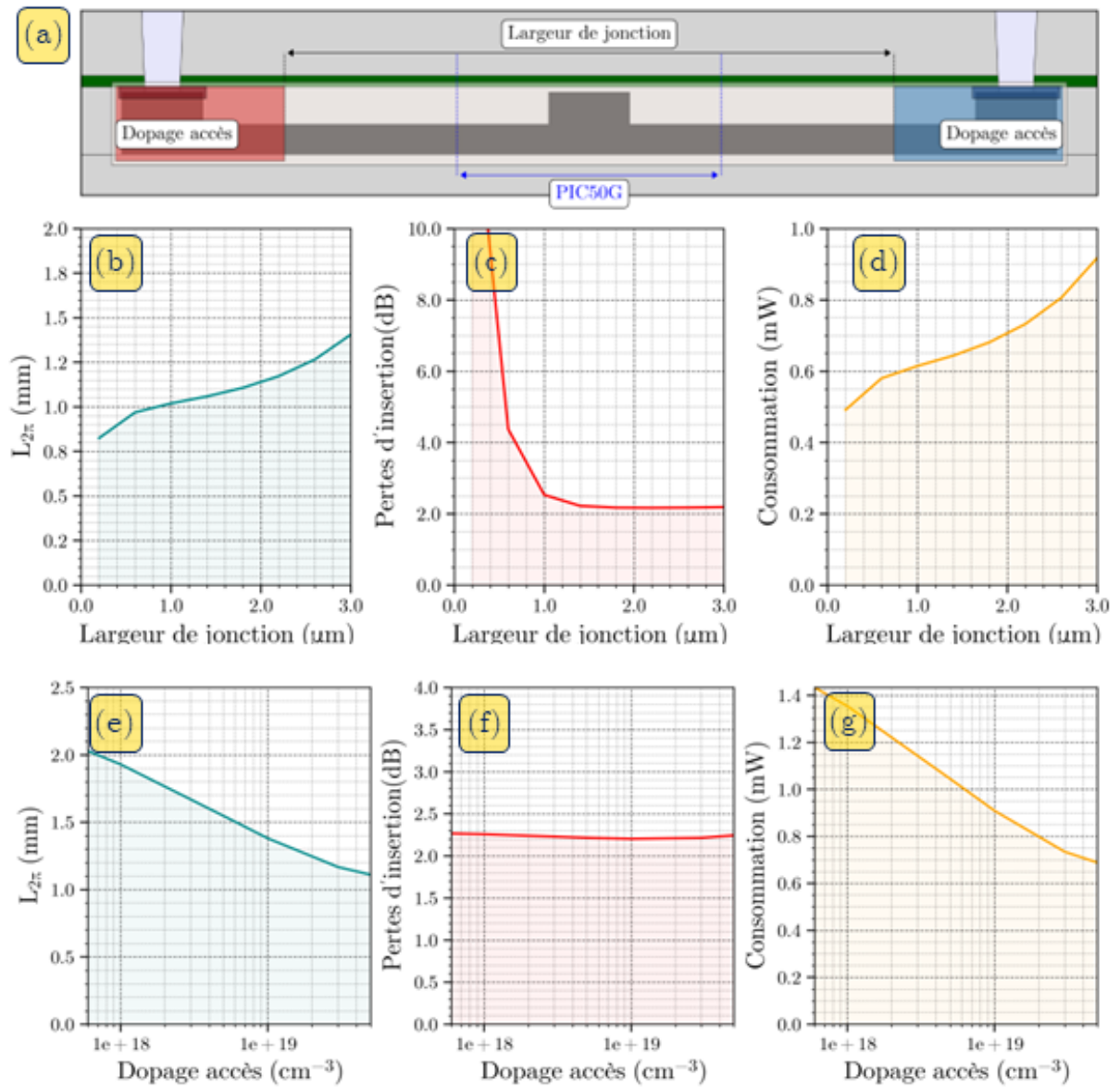


Figure 3.13 – (a) Illustration des paramètres d’optimisation sur la p-i-n, Influence de la largeur de jonction (b)(c)(d) et du dopage des accès (e)(f)(g) sur la longueur du modulateur, les pertes d’insertion et la consommation moyenne

cations pour un même déphasage étant donné sa plus grande résistivité. Néanmoins, les variations de ce critère sont très limitées par rapport aux modifications sur les pertes d’insertion qui varient de 2 dB à 10 dB sur la Figure 3.13(c) entre des largeurs de jonctions sub- $\mu\text{m}$  à plus de  $1 \mu\text{m}$ . Nous arrivons donc à

la conclusion que des jonctions intrinsèques approchant les  $2\mu m$  permettent d'obtenir les pertes les plus faibles. Heureusement pour nous, la largeur de jonction standard n'est pas loin de cette borne, ce qui rend les p-i-n PIC50G standards déjà performantes pour notre étude. Enfin, les valeurs de consommation exposées en Figure 3.13.(c) restent légèrement inférieures au mW, sans modifications significatives avec la largeur de jonction.

De l'autre côté, la modification des dopages d'accès ne semble pas du tout avoir d'impact sur les pertes optiques Figure 3.13.(e). Cela vient du fait, que si la largeur de la jonction est suffisante, les zones évanescentes du mode optique n'interagissent pas de toute manière, avec les zones latérales du dispositif contenant les parties dopées, qu'elles soient fortes ou non. En revanche, ce dopage a bien sûr plus de conséquences sur la résistivité du dispositif et amènent à de plus amples consommations et longueurs du modulateur pour des dopages plus faibles. Cela signifie que ce paramètre peut rester à sa valeur standard dédiée au datacom sans impact sur les pertes optiques. Nous n'avons néanmoins pas poussé les simulations à des valeurs de dopages extrêmes de l'ordre de  $10^{20} - 10^{21} cm^{-3}$  qui pourraient réduire la consommation comme montré en Fig . 3.13.(g) tout en limitant les pertes si la largeur de jonction est ré-élargie en conséquence.

Nous pouvons donc conclure que les p-i-n sont des modulateurs parfaitement adaptés à l'utilisation des OPAs. Ils permettent de remplir les spécifications de vitesse de balayage, de consommation moyenne bien qu'étant trop proches de la borne supérieure imposée, en particulier pour les applications mobiles comme expliqué en 2.2.1. Ces modulateurs sont très compacts latéralement (absence de gradient thermique) et assez courts car submillimétriques. Néanmoins, le prix à payer sera des pertes d'insertion de l'ordre de 2 dB, ce qui constitue une atténuation non-négligeable au regard des autres éléments de l'OPA. Cela fait apparaître les p-i-n comme un concurrent intéressant aux modulateurs thermiques, mais pas une alternative dominante. Nous pourrions utiliser le composant tel quel pour des applications OPA, mais ses limitations nous poussent à approfondir l'étude des modulateurs à dispersion plasma avec d'autres alternatives.

### 3.4 Modulateurs de phase à déplétion : jonction p-n

Dans le but de réduire la consommation énergétique du modulateur, nous nous sommes intéressés aux modulateurs à déplétion qui, sur ce point, bénéficient de meilleures performances dans l'état de l'art comme montré en Figure 1.11. En termes de simulation numériques, les changements à apporter sont peu nombreux car la structure est identique aux p-i-n à injection excepté pour les dopages et le niveau MRIB devenu un niveau DRIB comme le montraient les figures 2.13 et 2.20. Il s'agit surtout d'inverser la polarisation électrique et de disposer des dopages directement dans la zone du guide d'onde pour une interaction entre la zone de charge d'espace et le mode optique comme cela est illustré au centre de la Figure 3.14.(a). Néanmoins, nous nous passons ici du solveur thermique car l'absence de courant en régime de déplétion, n'occasionnera pas d'échauffement thermique. Nous devons ensuite rajouter les dopages dans le guide d'onde de plus faible intensité afin de limiter les pertes optiques. Ces dopages sont fixés à  $N_h = 1 \cdot 10^{17} cm^{-3}$  et  $N_e = 3 \cdot 10^{17} cm^{-3}$  avec un léger décalage de la jonction du fait de précédents travaux menés au CEA LETI à 1550 nm. Les simulations sur une p-n standard fournissent une illustration du composant en Figure 3.14 où nous répétons les précédentes étapes :

En Figure 3.14.(a), nous avons superposé la densité d'électrons (en bleu) et de trous (en rouge) libres avec la distribution du mode optique que l'on constate bien confiné dans la partie guidante grâce à la finesse des bras d'accès. En Figure 3.14.(b), nous apportons plus de précisions sur le profil de charge configuré sur Lumerical grâce aux données fournies par des simulations plus poussées menée sur Sentaurus par

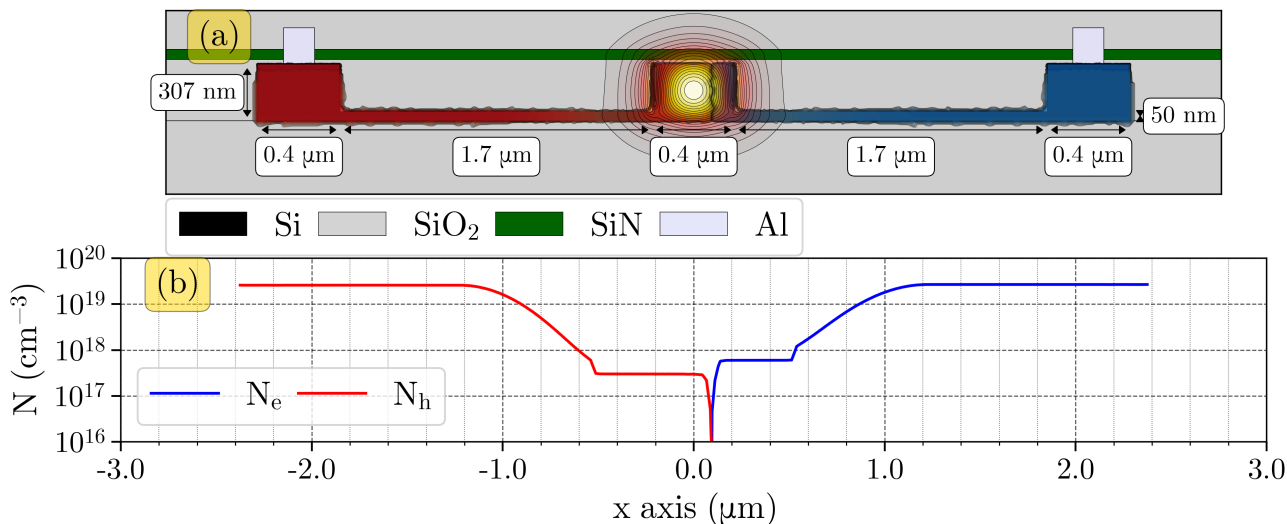


Figure 3.14 – (a) Architecture et distribution de lumière et de charges libres d'une p-n, (b) Profil linéique de la densité de porteurs libres le long des bras d'accès

S.Monfray. Au-delà de  $\pm 1 \mu m$  par rapport au centre, nous retrouvons le dopage type p-i-n, tandis qu'au centre, le dopage est de 2 ordres de grandeur plus faible afin de limiter les pertes optiques. Etant donné que les modulateurs p-n à déplétion sont réputés moins efficace que les modulateurs p-i-n à injection d'un facteur 10, nous ne nous attardons pas ici à déterminer l'amplitude de tension la plus adaptée, nous prenons la plus élevée possible, entre 0 et 3,3 V. Le calcul de  $L_{2\pi}$ , de l'atténuation laser, de la consommation et de la bande passante se réalise de la même manière que précédemment. Néanmoins, la valeur de consommation se calcule d'une manière différente. Comme il n'y a pas de courant électrique qui circule, nous ne pouvons plus considérer une puissance dissipée par une résistance qui se quantifie en  $rI^2$  ou  $VI$ . En revanche, la présence de charges libres, de part et d'autre de la jonction, ainsi que la largeur de cette dernière, font que ce dispositif est un condensateur. Dans cette configuration, le composant électrique se charge et se décharge en fonction de la variation de tension imposée. Ainsi, le coût énergétique se situe dans la partie capacitive du composant et est quantifié par la formule  $\frac{1}{2}CV^2$ , ce qui nous permet d'obtenir après simulation les résultats en Fig . 3.15 :

En Figure 3.15.(a), nous affichons le déphasage obtenu entre 0 V et -3.3 V qui atteint une amplitude de  $42^\circ/mm$ , qui est beaucoup plus faible qu'une p-i-n et nous impose une longueur  $L_{2\pi}$  de 8.3 mm pour pouvoir déphaser de  $360^\circ$  ( $2\pi$ ). Cela impacte évidemment la compacité du composant, mais aussi ses pertes car nous avons implémenté les pertes de propagation d'un guide DRIB, en accord avec les mesures menées en 5.1.2 et qui sont plus élevées qu'un guide MRIB. A cela s'ajoute les pertes dues au dopants. C'est ce que l'on constate en Figure 3.15.(b) où les pertes de propagation sont relativement faibles, même en prenant en compte les 0.32 dB/mm dus à la rugosité d'un guide DRIB, mais reportées à  $L_{2\pi}$ , les pertes sont très significatives, comme indiqué sur le tableau inférieur (flèches rouges verticales). Nous pouvons ainsi extrapoler une atténuation laser de 7.7 dB. Bien que les variations de pertes soient moins importantes en amplitude relative que pour la p-i-n, elles sont très élevées en valeur absolue. Le problème de la longueur se reporte aussi sur la capacité et donc la consommation qui en résulte. Ce qu'illustrent les Figure 3.15. (c) et (e) est que la longueur décuple la consommation car la capacité est proportionnelle à la longueur du modulateur. Néanmoins, la consommation reste à un niveau extrêmement bas, plus qu'excellent par rapport à nos besoins car à quelques  $\mu W$  de consommation, un OPA complet à 1000 antennes ne consom-

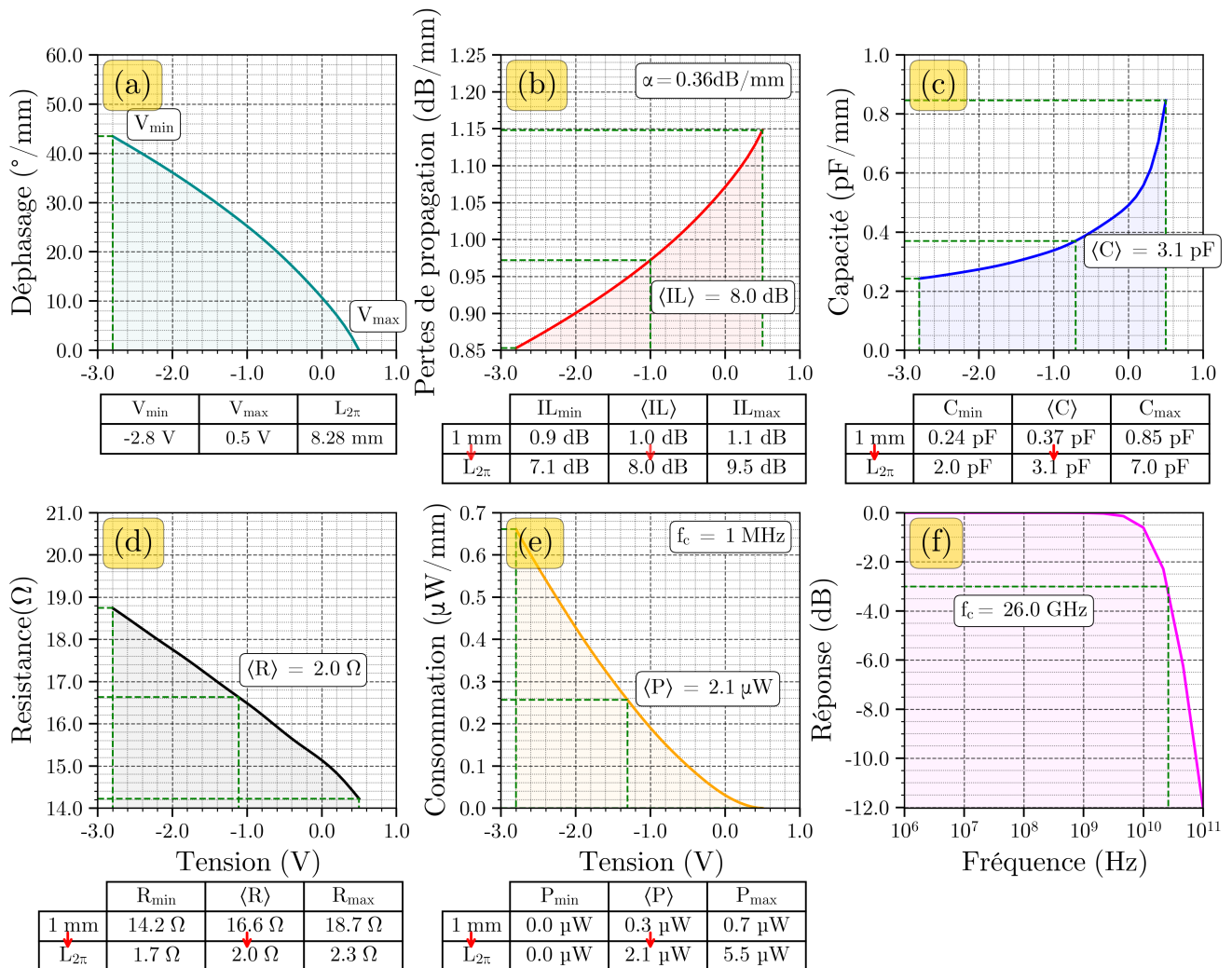


Figure 3.15 – Evolution en fonction de la tension (a) du déphasage ( $^{\circ}$ /mm), (b) des pertes de propagation à 0.32 dB/mm de pertes de rugosité, (c) de la capacité (en pF/mm), (d) de la résistance (en  $\Omega$ .mm), (e) de la puissance ( $\mu$ W/mm). (f) Réponse fréquentielle du système

merait que quelques mW au total. Enfin, le calcul de la résistance en Figure 3.15.(d) nous permet ensuite d'estimer la bande passante à 26 GHz, ce qui dépasse de loin nos exigences en termes de vitesse. Cela laisse, en outre, la possibilité d'augmenter la résistance d'accès afin de limiter le courant d'enclenchement durant la charge de la p-n sans trop risquer de réduire la fréquence de coupure sous la barre des MHz. Ainsi, un modulateur PIC50G type p-n dépasse de très loin nos espérances en termes de consommation et vitesse de balayage si celui-ci est appliqué à un système OPA. En conséquence, de nouveaux problèmes apparaissent sur la compacité et les pertes optiques bien supérieures. Ce niveau de pertes élevé peut se comprendre par l'utilisation historique des p-n pour la datacommunication, le dopage au niveau du guide d'onde devant avoir des valeurs relativement élevées pour ne pas trop dégrader des critères de performances comme la bande passante ou l'OMA. Or ici, la bande passante n'est plus un sujet de préoccupation et l'approche la plus simple pour baisser les pertes sera de diminuer les niveaux de dopage au prix de la bande passante déjà bien assez élevée mais aussi de l'efficacité de déphasage, déjà faible qui sera diminuée d'autant plus. Nous nous concentrons donc sur le dopage au niveau de la jonction et non pas sur les

dopages des bras d'accès car nous avons vu en Figure 3.13.(c) que la distance par rapport au guide d'onde des dopages les plus élevés est déjà suffisante pour une configuration MRIB, a fortiori en configuration DRIB, où le mode optique est moins présent dans les bras d'accès et donc en moindre interaction avec les plus forts niveaux de dopages à  $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . En revanche, réduire le dopage va aussi réduire l'efficacité de déphasage et donc, augmenter la longueur, déjà très grande, du composant. On ne considère pas ici la problématique d'une bande passante réduite (dopage plus faible) et d'une consommation accrue (longueur plus élevée) car des ordres de grandeur nous séparent de dégradations significatives de ces deux critères. Pour étudier l'impact du dopage, nous allons diviser la simulation en deux parties. La première va être d'égaliser les dopages P et N puis de faire varier la valeur de dopage entre  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et d'observer l'évolution des pertes et de la longueur. Dans le cas particulier des pertes, nous prenons trois hypothèses de pertes de rugosité issues des valeurs mesurées sur ALCOR/ACTARUS en sous-section 5.1.2. Cette première partie propose donc une analyse d'un dopage symétrique. Ensuite, si nous trouvons une valeur satisfaisante de pertes, nous nous fixerons un dopage P à cette valeur optimisée, puis nous changerons le dopage N, uniquement, sur le même intervalle. Nous réalisons alors une analyse d'un dopage asymétrique. Ces deux analyses sont simultanément traitées ci-dessous comme cela est illustré dans la Figure 3.16.(a). Nous allons alors afficher l'atténuation du modulateur en dB entre 0 et 3.3 V comme décrit en (1.13) et la longueur  $L_{2\pi}$  comme décrit en (1.12).

Nous pouvons constater en Figure 3.16.(b) et (c) que plus la quantité de dopant est importante, plus la p-n est courte. Pourtant, l'atténuation laser augmente au-delà de dopages supérieurs à  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Nous interprétons cela par la prédominance des pertes de dopage et non de rugosité car nous constatons que les trois courbes de pertes, pour différentes hypothèses de pertes de rugosité  $\alpha$ , sont très similaires à ces niveaux élevés de dopage. En revanche, si nous diminuons trop le dopage, les pertes optiques sont à nouveau très importantes et cela est dû, cette fois, aux pertes de rugosité qui sont prédominantes car les trois courbes sont très différentes puisque le modulateur est long de plusieurs cm. En outre, cela peut être incompatible avec la taille limite des vignettes. Au milieu de ces extrêmes, un compromis se trouve comme un minimum des pertes, et se situe à des dopages de l'ordre de  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , et une longueur importante de 17,5 mm. Deux enseignements sont à tirer de cette étude. Les dopages standards PIC50G sont trop élevés et doivent donc être réduits d'un facteur de 3 à 6 pour des démonstrateurs OPA à déplétion. L'autre enseignement est que les pertes de rugosité constituent le paramètre critique en ce qui concerne l'atténuation laser. Avec des minimums de pertes s'établissant à 6.5 dB pour 0.32 dB/cm et 2 dB pour 0.035 dB/mm, valeur tirée des mesures de pertes de guides DRIB après recuit H2 à STMicroelectronics. Cette dernière valeur est la même que celle que nous avons trouvée sur le minimum de pertes accessible sur une p-i-n. Nous sommes donc, potentiellement, en capacité d'égaliser en termes de pertes optiques tout en ayant obtenu une vitesse de balayage de l'ordre du GHz et une consommation de l'ordre du  $\mu W$ . Ce dispositif nous rapproche donc des spécifications maximales. En revanche, le prix à payer est, cette fois, une longueur de modulateur de presque 2 cm.

En affinant l'étude des p-n à un dopage asymétrique, nous obtenons les Figure 3.16.(d),(e) où nous constatons qu'une légère asymétrie  $N_h = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et  $N_e = 6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  ne modifie pas particulièrement les pertes mais diminue très sensiblement la longueur qui est ramenée à 12,3 mm, ce qui atténue considérablement le principal désavantage de ce modulateur. Nous pouvons imaginer étudier d'autres paramètres fins comme la position de la jonction p-n ou l'impact de profils atypiques de dopages, tels que les dopages enroulés [98], alternés [99], [100] ou zig-zag [101]. De tels dopages peuvent accroître le recouvrement optique. Ils ne modifieront pas les pertes mais raccourciront le modulateur mais cela ne sera pas abordé dans cette thèse.

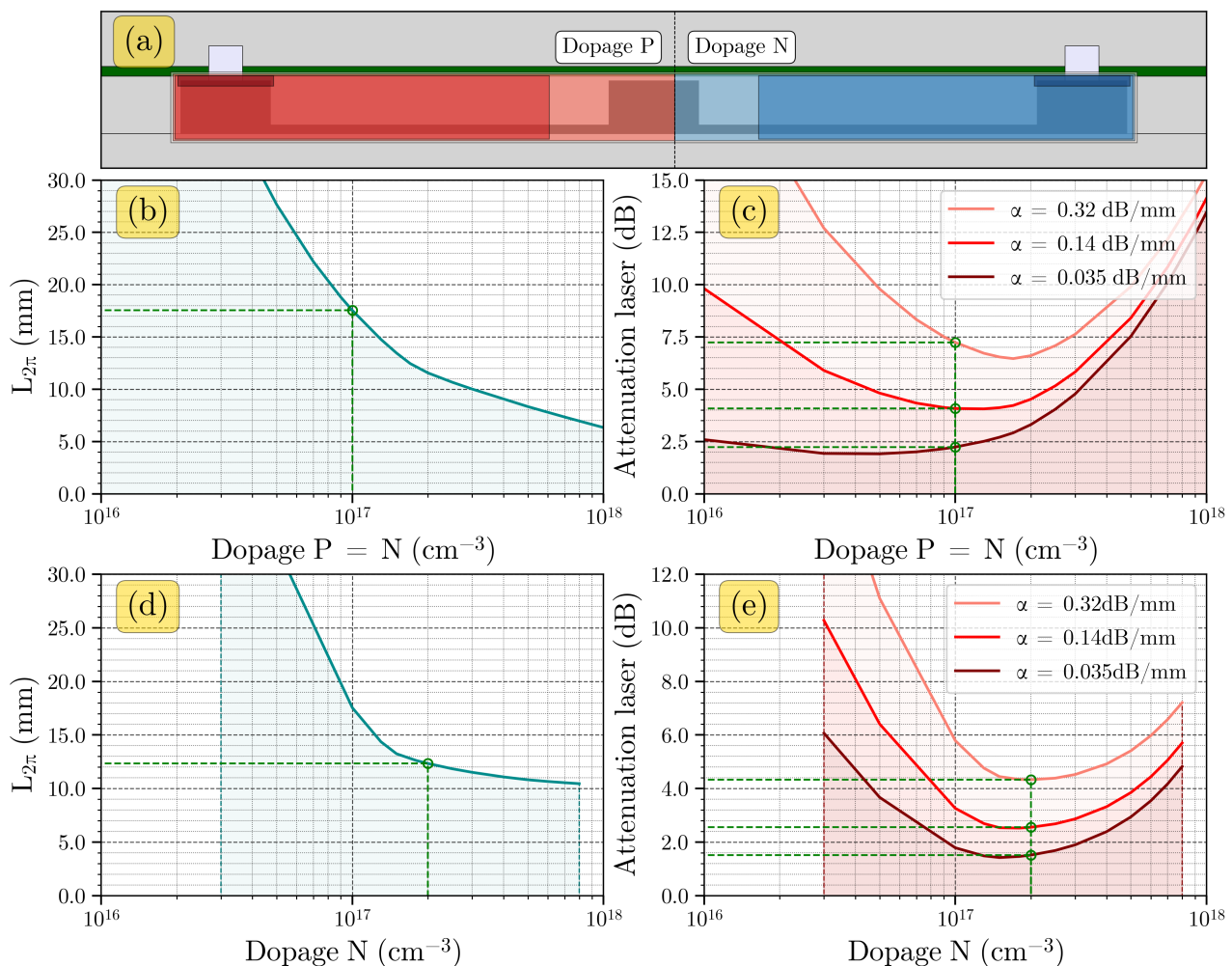


Figure 3.16 – (a) Schéma de la p-n et paramètres à optimiser, (b) Evolution de la longueur du modulateur (c) l'atténuation laser résultante en fonction du dopage symétrique P=N, et (d) et (e) en fonction du dopage asymétrique

### 3.5 Modulateurs à accumulation : Jonction SISCAP

L'étude précédente a montré que l'utilisation de modulateurs de type déplétion a permis de réduire la consommation et d'augmenter la vitesse de balayage bien au-delà de nos besoins, avec la possibilité de maintenir les pertes optiques au même niveau que des modulateurs à injection, mais au prix d'une longueur centimétrique. Comme nous le montrerons sur les masques ALCOR via les sous-figures 5.24. (b), (c) et (d) il est tout à fait possible d'intégrer des systèmes aussi grands, mais ces derniers sont extrêmement encombrants à l'échelle d'une vignette. C'est pourquoi le dernier modulateur à dispersion plasma qui a attiré notre attention est le modulateur capacitif dit jonction siscap pour "semiconducteur-isolant-semiconducteur capacitif" car ce dernier a le même comportement capacitif que la p-n. Néanmoins, le mécanisme d'accumulation des porteurs est bien plus efficace que la déplétion. La promesse serait donc de réduire la taille de nos modulateurs avec ce procédé, quand bien même aucune amélioration des pertes ne serait promise.

Du point de vue de la simulation, le dispositif a une forme assez différente en raison de la présence d'un oxyde horizontal. Nous reproduisons sa géométrie aussi fidèlement que possible à partir des travaux réalisés précédemment [73]. Dans la Figure 3.17.(a) ci-dessous, nous illustrons une siscap avec la distribution de mode optique, de charges libres et ses dimensions. Ici, nous utilisons un oxyde de 10 nm comme valeur "standard" du fait des travaux précédent[71], [73]. L'épaisseur des couches inférieures et supérieures est sujette à discussion car elle impacte la position du mode optique par rapport à la zone d'accumulation centrée autour de l'oxyde, autrement dit l'efficacité électro-optique.

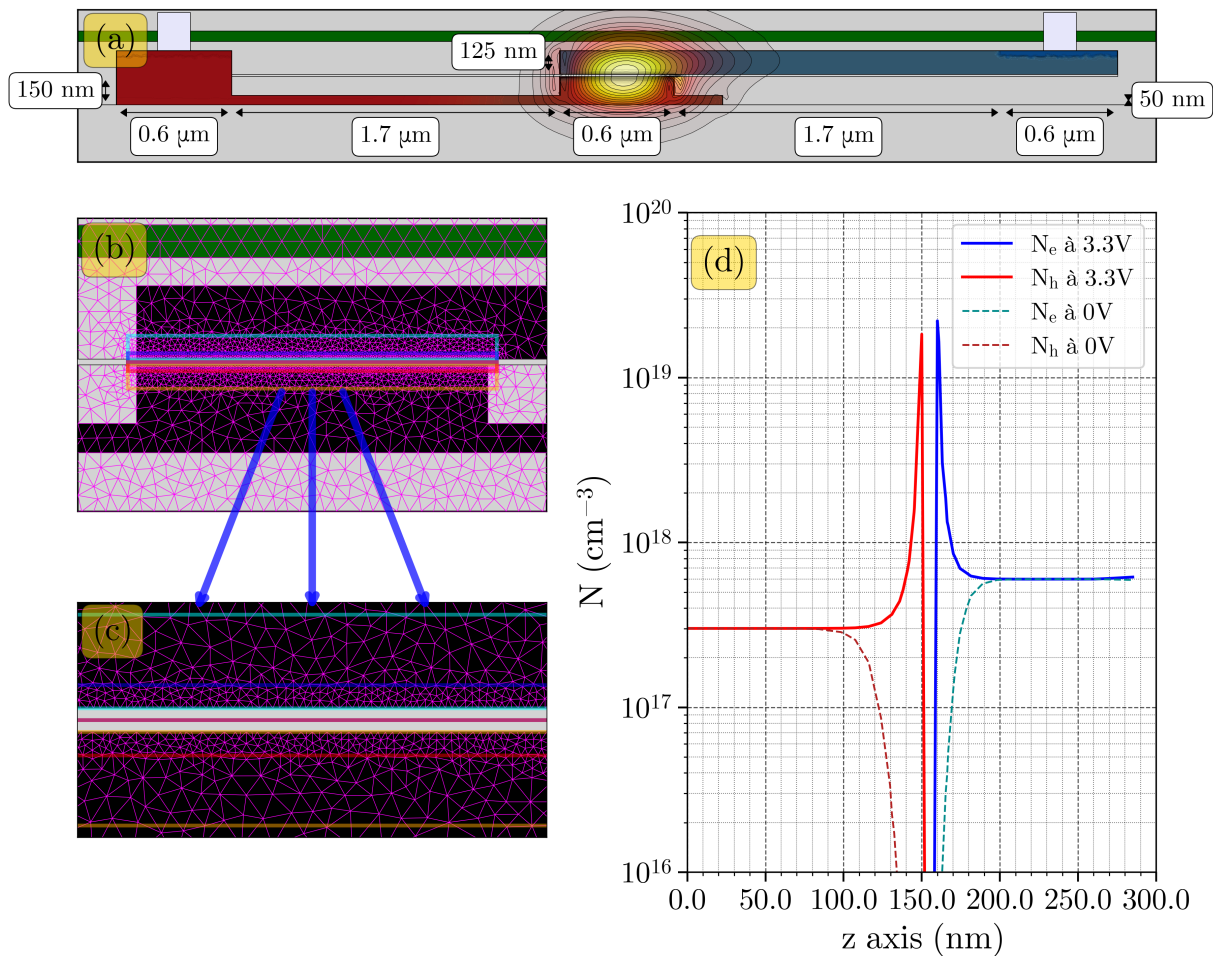


Figure 3.17 – (a) Illustration d'une siscap avec distribution de charges libres et mode optique, (b) Maillage globale (c) Maillage très affiné au niveau de la zone d'accumulation., (d) Distribution linéique de charge au voisinage de l'oxyde en accumulation (3.3 V) et en déplétion (0 V)

Pour se fixer une paire de valeurs, nous réalisons de premières simulations avec une épaisseur symétrique 150 nm / 150 nm pour respecter l'épaisseur initiale SOI 300 nm. Néanmoins, avec cette disposition, le mode optique n'est pas centré sur l'oxyde et les zones d'accumulation de charges représentées en Figure 3.17.(d). Ces charges sont absentes au voisinage de l'oxyde à 0 V et nous sommes dans le régime de déplétion. Mais à une tension positive élevées, leur présence, en accumulation, autour de l'oxyde est très intense mais très localisée. La position du maximum du mode optique est donc critique si nous voulons profiter du

changement de densité de charges. La raison de ce décentrage s'explique car la couche silicium supérieure est plus épaisse que la couche inférieure qui a été gravée à 50 nm sur une large section. Nous trouvons donc un optimum en amincissant légèrement la couche supérieure à 125 nm, ce qui recentre le mode représenté en Figure 3.17.(a). Enfin, nous souhaitons un recouvrement maximal entre le mode optique et la zone d'oxyde et nous améliorons cet objectif en élargissant la largeur du guide des 400 nm de largeur standard à 600 nm de large. Une fois le mode centré et les dopants configurés, nous nous rendons compte que la zone d'accumulation est étendue sur une distance par rapport à l'oxyde de quelques nm seulement. Ainsi une simulation électro-optique précise doit s'astreindre à un maillage du même ordre de grandeur dans cette zone. Sous Lumerical CHARGE, nous installons donc un maillage de 4 nm jusqu'à 20 nm de distance de l'oxyde. Quant au maillage de Lumerical MODE, il ne peut être égal au maillage de DEVICE pour des question d'échantillonnage. Le théorème de Shannon nous suggère par ailleurs d'installer un maillage au moins deux fois plus petit, ici nous choisissons 1 nm. Ces architectures de maillages sont résumées en Figure 3.17.(b). Nous décidons ensuite de réaliser la simulation autour de 0 et 3.3 V car, cette fois, la polarisation est directe comme pour les p-i-n. Enfin, il nous faut fixer les pertes de rugosité. En effet, celles utilisées précédemment ne peuvent plus convenir car d'après les références citées, la couche supérieure de la siscap est usuellement en poly-silicium et les pertes de propagation de guide hybrides Si/poly-Si ont été estimées à 0.7 dB/mm. A partir de ces constats, on peut reproduire le même type de simulations que l'on compile en Figure 3.18

Nous pouvons voir en Figure 3.18.(a) que le déphasage est quatre fois plus important que pour les jonctions p-n à déplétion à tension équivalente, ce qui permet de calculer des longueurs  $L_{2\pi}$  bien plus faibles quoique toujours millimétriques. Nous notons, néanmoins, que ces plus faibles longueurs réduisent considérablement l'impact des pertes de propagation en Figure 3.18.(b), et ce, bien qu'elles augmentent plus rapidement avec la tension appliquée. Enfin, la capacité par mm s'avère presque 10 fois plus forte qu'en déplétion, mais comme la longueur est plus petite, les écarts ne se font pas sur des ordres de grandeurs. Le constat est le même avec la résistance. Cela amène à des valeurs de consommation légèrement plus élevées, et de bande-passante, légèrement plus faible, mais toujours au-delà de ce qui est nécessité par les spécifications. A nouveau ces critères ne sont pas suffisamment discriminants pour la phase d'optimisation. De manière générale, la siscap semble sacrifier des performances au niveau de la consommation et de la bande passante, et donc, là où nous pouvons nous le permettre, pour réduire la longueur. Cela va donc dans la bonne direction par rapport aux modulateurs à déplétion. En revanche, l'atténuation laser calculée ici de 8.1 dB est trop élevée, il va s'agir d'optimiser la siscap.

Nous avons souhaité optimiser deux points majeurs : le dopage de la jonction et l'épaisseur d'oxyde. Nous réalisons pour la première option une nouvelle étude symétrique des dopages ( $N_h = N_e$ ), la seconde se concentrera sur l'épaisseur d'oxyde. L'optimisation souhaitée est illustrée en Figure 3.19.(a). En Figure 3.19.(b) si nous modifions l'épaisseur d'oxyde entre 2 nm et 25 nm, nous nous rendons compte que plus l'oxyde est fin et plus le modulateur est efficace et donc court et nous obtenons même des longueurs de 1 mm avec un oxyde de 2 nm d'épaisseur. De plus, les pertes diminuent avec l'oxyde qui semble être un paramètre d'amélioration sans limite. Nous sommes donc tentés de croire qu'il suffit de faire un oxyde extrêmement fin pour bénéficier des meilleures performances. Néanmoins, on ne peut pas faire un oxyde infiniment fin car cela revient à diminuer la tension de claquage avec le risque que celle-ci deviennent inférieure à nos tensions d'applications. Autrement dit, nous risquons de détruire le composant si l'oxyde est trop fin. Nous devons donc rester méfiants sur cette simulation et si nous devons nous raccrocher à des valeurs de l'état de l'art, on peut bien sur citer les 10.5 nm réalisés à ST, ou des valeurs plus faibles qu'on estime à 5 nm [71]. Une manière souvent encouragée dans l'état de l'art pour augmenter l'efficacité



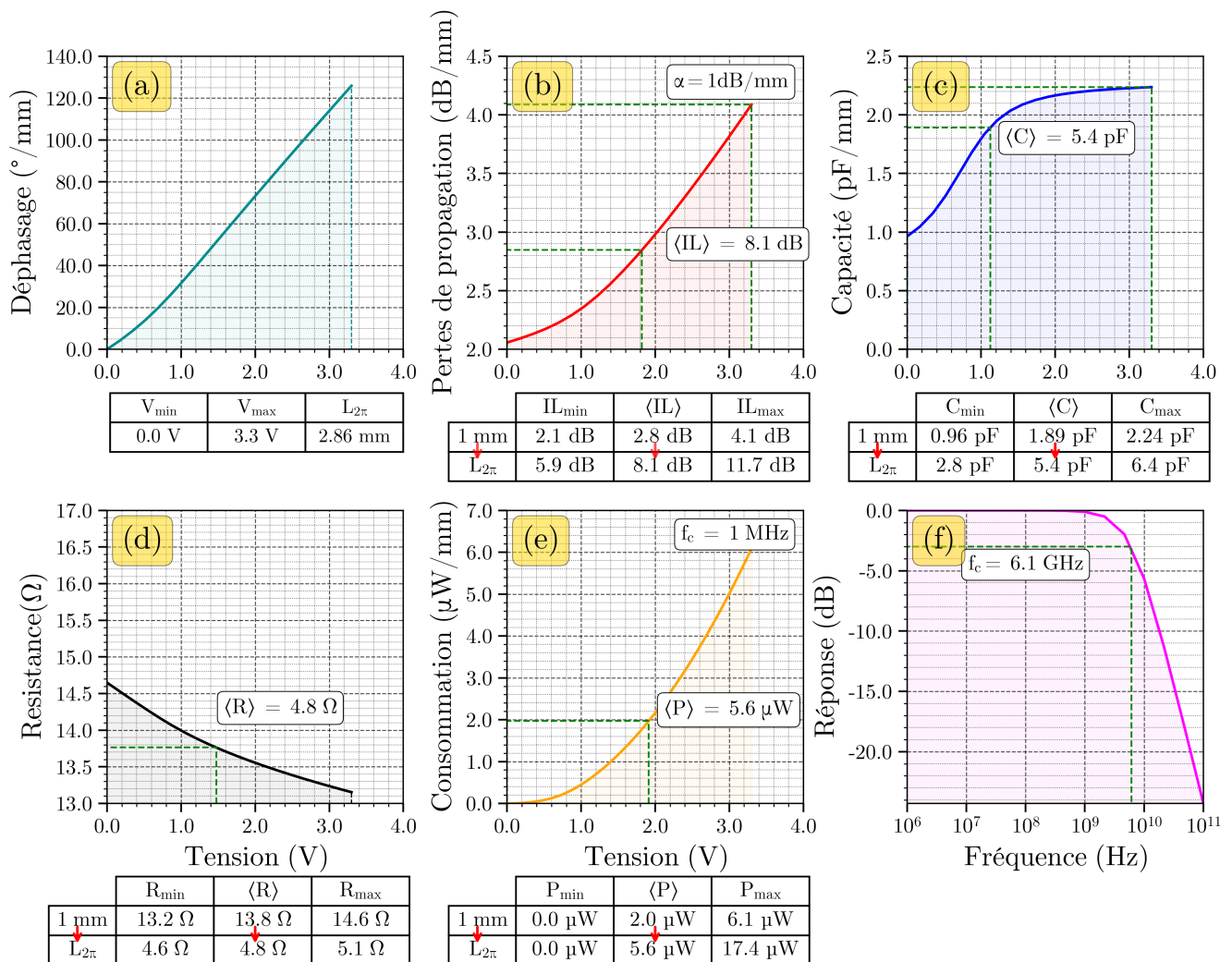


Figure 3.18 – Evolution en fonction de la tension (a) du déphasage ( $^{\circ}/\text{mm}$ ), (b) des pertes de propagation à  $0.32 \text{ dB/mm}$  de pertes de rugosité, (c) de la capacité (en  $\text{pF}/\text{mm}$ ), (d) de la résistance (en  $\Omega \cdot \text{mm}$ ), (e) de la puissance ( $\mu\text{W}/\text{mm}$ ). (f) Réponse fréquentielle du système

du modulateur à même épaisseur donnée est d'utiliser des oxydes high-k qui disposent d'une permittivité diélectrique supérieure au  $\text{SiO}_2$  comme  $\text{Al}_2\text{O}_3$  qui peut être déposé par ALD et avoir une épaisseur deux fois plus importante que  $\text{SiO}_2$  pour le même niveau d'accumulation de charges.

Si nous nous fixons à un oxyde de  $5 \text{ nm}$ , nous pouvons réaliser de nouvelles simulations avec cette fois une variation sur le dopage que nous faisons varier entre  $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et  $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Nous remarquons alors en Figure 3.19.(e) qu'un dopage faible est fortement favorable à des pertes réduites, on ne peut néanmoins pas les réduire énormément car nous sommes limités à des implantations à  $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  à ST. Ces pertes réduites s'accompagnent bien entendu d'une longueur plus élevée mais qui reste limitée à moins de  $2 \text{ mm}$  en tous les cas. On peut voir que l'on se rapproche à nouveau des  $2 \text{ dB}$  de pertes bien que de plus amples simulations doivent être menées pour revenir aux optimums des p-i-n et des p-n. Par exemple, on peut proposer des épaisseurs de couches silicium moins importantes qui auront un impact important sur l'efficacité de modulation ou un dopage asymétrique.

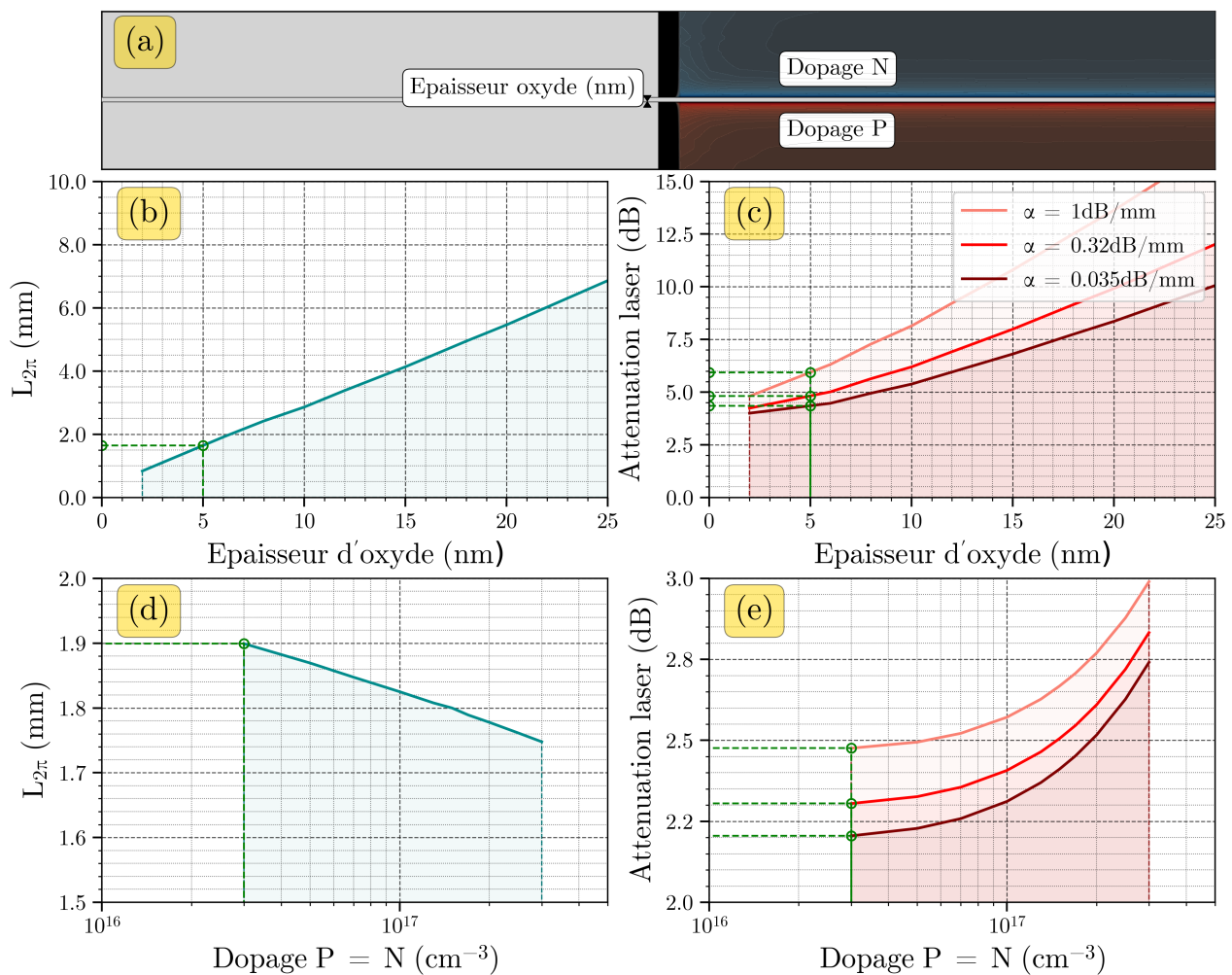


Figure 3.19 – Evolution des performances avec l'EOT et le dopage de la jonction

Le principal enseignement de ces études a été que quelques-soient les optimisations menées sur les 3 types de modulateurs basés sur la dispersion plasma, malgré des valeurs de consommation / vitesses plus hétérogènes, nous n'avons pas pu améliorer grandement le ratio longueur de modulateur/atténuation laser. Cela vient du fait que nous nous appuyons à chaque fois sur le même effet physique dont le ratio  $\frac{\Delta n}{\Delta \alpha}$  est fixé. Nous nous retrouvons dans le même cas de figure que durant l'optimisation des modulateurs thermiques où les lois de la thermodynamique fixaient vitesse et consommation autour de valeurs indépassable malgré optimisations. Ainsi, si l'on souhaite améliorer de manière significative ces modulateurs, il est nécessaire d'exploiter d'autres effets physiques de modulation de phase qui puissent remplacer ou s'ajouter à la dispersion plasma. C'est ce qu'on s'attache à démontrer dans cette dernière partie.

### 3.6 Modulateurs hybrides III-V/Si

Un axe de recherche important a été ouvert dans l'étude des siscap *via* l'utilisation de matériaux III-dérivés de l'InP. La présence d'un oxyde séparant deux semi-conducteurs s'est révélé être une opportunité de réaliser une intégration hétérogène entre le silicium de la couche inférieure, et une couche supérieure de type

InP pour proposer des modulateurs électro-optiques améliorés. Comme nous l'avons vu dans les équations (1.8) et (1.9), des masses effectives plus faibles proposent un déphasage plus important, mais des pertes aussi plus importantes. Exception faite si la mobilité est elle-même élevée et compense l'augmentation des pertes. Or ces matériaux III-V sont justement réputés pour disposer de ces qualités dans le cas de dopage N avec des masses effectives de l'InP de 0.08 contre 1.08 pour le silicium, et une mobilité de  $5200 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  contre  $1400 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  pour le silicium. L'écart est conséquent et peut être encore plus poussé par l'utilisation d'alliages quaternaires de type InGaAsP aux propriétés encore supérieures. En particulier, un de ces alliages quaternaires a attiré l'attention avec en plus un indice de réfraction quasi-égal au silicium, ce qui permettrait de réaliser des jonctions capacitives comme précédemment sans modification de l'agencement optique du composant. Il s'agit de  $\text{In}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{As}_{0.7}\text{P}_{0.3}$  avec une masse effective de 0.058 et une mobilité de  $5300 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ .

Mais en plus de cela, les III-V sont des semi-conducteurs à bande interdite directe qui sont soumis à deux effets physiques spécifiques qui modifient l'énergie de bande interdite avec la densité de porteurs libres, et par là-même l'indice optique du matériau. Le premier effet est appelé " l'effet Burstein-Moss " ou "remplissage de bande interdite" et consiste, sous condition d'un dopage en électrons élevé, à un remplissage des états les moins énergétiques de la bande de conduction. Ce qui fait que les trous de la bande de valence auront besoin d'une quantité d'énergie plus importante pour être optiquement excités et aller remplir les états de la bande de conduction encore libres et d'énergies supérieures. L'énergie de bande interdite est donc virtuellement plus élevée. Cet effet renforce alors la sensibilité de l'indice de réfraction avec les dopants et vient s'ajouter à la dispersion plasma. Un deuxième phénomène rentre en jeu pour contrecarrer le précédent et est appelé "renormalisation d'énergie de bande interdite". Ce nom vient du fait que si les électrons qui occupent les niveaux d'énergies les plus faibles de la bande de conduction sont présents en trop forte concentration, le recouvrement des fonctions d'ondes électroniques devient significatif. Cela entraîne non seulement une répulsion inter-électronique issues non seulement de l'interaction coulombienne mais du principe d'exclusion de Pauli. La conséquence empirique est alors un écrantage des électrons et une diminution de leur énergie globale, ce qui aura pour effet de diminuer l'énergie de la bande de conduction et donc d'abaisser à nouveau l'énergie de bande interdite, d'où le terme de "renormalisation". Cet effet ne survient donc que pour de forts dopages du semiconducteur et s'oppose à la dispersion plasma et à l'effet Burstein-Moss. Dans le cas des III-V ces forts dopages sont rapidement atteints dès  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Le calcul de ces deux effets dans le cas des III-V est fortement détaillé en [75], [76] et nous fournissons ici le résumé de la méthode de détermination du changement d'indice. On passe par l'approximation parabolique de la structure de bande pour décrire l'absorption comme une fonction racine de l'énergie modulo un facteur de courbure  $\mathcal{C}$  et définit par l'écart entre l'énergie de bande interdite et l'énergie du photon en interaction  $E = \frac{hc}{\lambda}$ . Cela donne pour expression à l'absorption  $\alpha$  :

$$\Delta\alpha(E, N_h, N_e) = \frac{\mathcal{C}}{E} \left[ \sqrt{E - E_g(N_h, N_e) + \Delta E_g} - \sqrt{E - E_g} \right] \quad (3.9)$$

Avec  $\Delta E_g$  la variation d'énergie de bande interdite due à la renormalisation d'énergie de bande, et  $E_g(N_h, N_e)$  l'énergie de bande modifiée sous l'effet du remplissage de bandes. Le premier terme a pour expression :

$$\Delta E_g = \frac{\kappa}{\epsilon} \left( 1 - \frac{N}{N_{ref}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad \text{si } N > N_{ref} \quad (3.10)$$

Cette absorption varie entre une valeur de référence en  $\sqrt{E - E_g}$  et une valeur perturbée *via* l'effet Burstein-Moss modifiant le bandgap en  $E_g(N, P)$  et l'effet de renormalisation  $\Delta E_g$  dont l'expression est fournie.

Celle-ci dépend d'une densité  $N_{ref}$  en-dessous de laquelle on considère cet effet négligeable. L'obtention de l'expression de la variation d'absorption en fonction de l'énergie du photon et des dopants, permet de déduire celle de la variation d'indice de réfraction grâce aux relations de Kramers-Kronig :

$$\Delta n(E, N_h, N_e) = \frac{2c\hbar}{q^2} P \int_0^\infty \frac{\Delta\alpha(E', N_h, N_e)}{E'^2 - E^2} dE' \quad (3.11)$$

la combinaison des effets décrits par les équations (3.11) et (1.6) nous permet ainsi de tracer les profils des lois I.I-V.

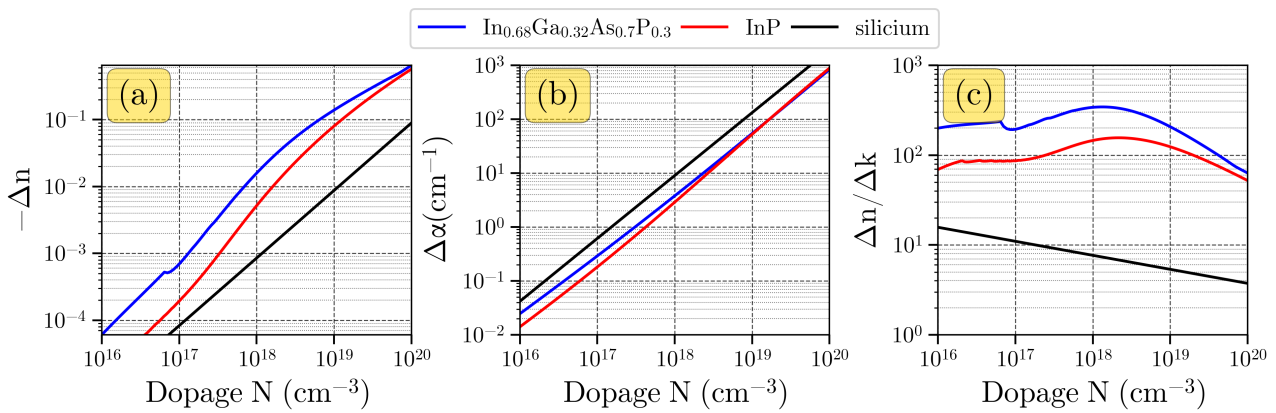


Figure 3.20 – Modification de (a) l'indice de réfraction, (b) L'absorption, (c) Le ration indice/absorption, par le dopage  $N$  comparé entre Si, InP et l' $\text{In}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{As}_{0.7}\text{P}_{0.3}$

Ces profils de lois comparatifs entre le silicium, l'InP et l'InGaAsP permettent de voir que la variation d'indice Figure 3.20.(a) des III-V par rapport au silicium peuvent atteindre un ordre de grandeur de différence à des dopages tels que  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  que nous pouvons facilement observer dans les zones d'accumulation d'une siscap. Le profil atypique des courbes obtenues traduit la présence des effets additionnels par rapport à l'évolution purement logarithmique du silicium. En effet, pour des dopages supérieures à  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  nous observons que les courbes InP et InGaAsP ont une inflexion dirigée vers le haut, caractéristiques de Burstein-Moss, mais cette inflexion laisse place à une diminution progressive de la pente marquée au-delà de  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  qui est caractéristique de la renormalisation qui commence à devenir prépondérante sur Burstein-Moss. De l'autre côté, l'évolution des pertes Figure 3.20.(b) reste similaire à celles du silicium et sont même inférieures. Ainsi la Figure 3.20.(c) résume l'énorme avantage des III-V dopés  $N$  : un ratio déphasage sur pertes  $\Delta n / \Delta k$  plus important d'un facteur 10 à 20. Ce qui ouvre la voie à des siscap plus courtes. En outre, elles sont moins sensibles aux pertes de rugosité, tout en subissant moins de pertes dues aux dopants. Le fait que ces propriétés exceptionnelles soient uniquement restreintes aux III-V dopés  $N$ , rend l'utilisation du silicium dopé  $P$  indispensable pour maximiser les performances de ces modulateurs hybrides. Les III-V dopés  $P$  étant eux, moins performants que le silicium dopé  $P$ .

### 3.7 Intégration de modulateurs hybrides

Devant l'opportunité d'exploiter une très intense efficacité de déphasage en exploitant le Si dopé P et le III-V dopé N, nous avons réalisé plusieurs simulations de modulateurs hybrides à base d'InGaAsP. La géométrie d'un tel modulateur est alors la même que la siscap en silicium pure. Nous avons donc commencé en reprenant le même fichier de simulation avec 5 nm d'oxyde, 150 nm de silicium et 125 nm d'InGaAsP, nous supposons un dopage centré à  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  sur les deux couches. Cette structure est illustrée en 3.22.(b) En opérant le même type de simulations qu'en section 3.5, nous obtenons les résultats résumés dans la figure 3.21

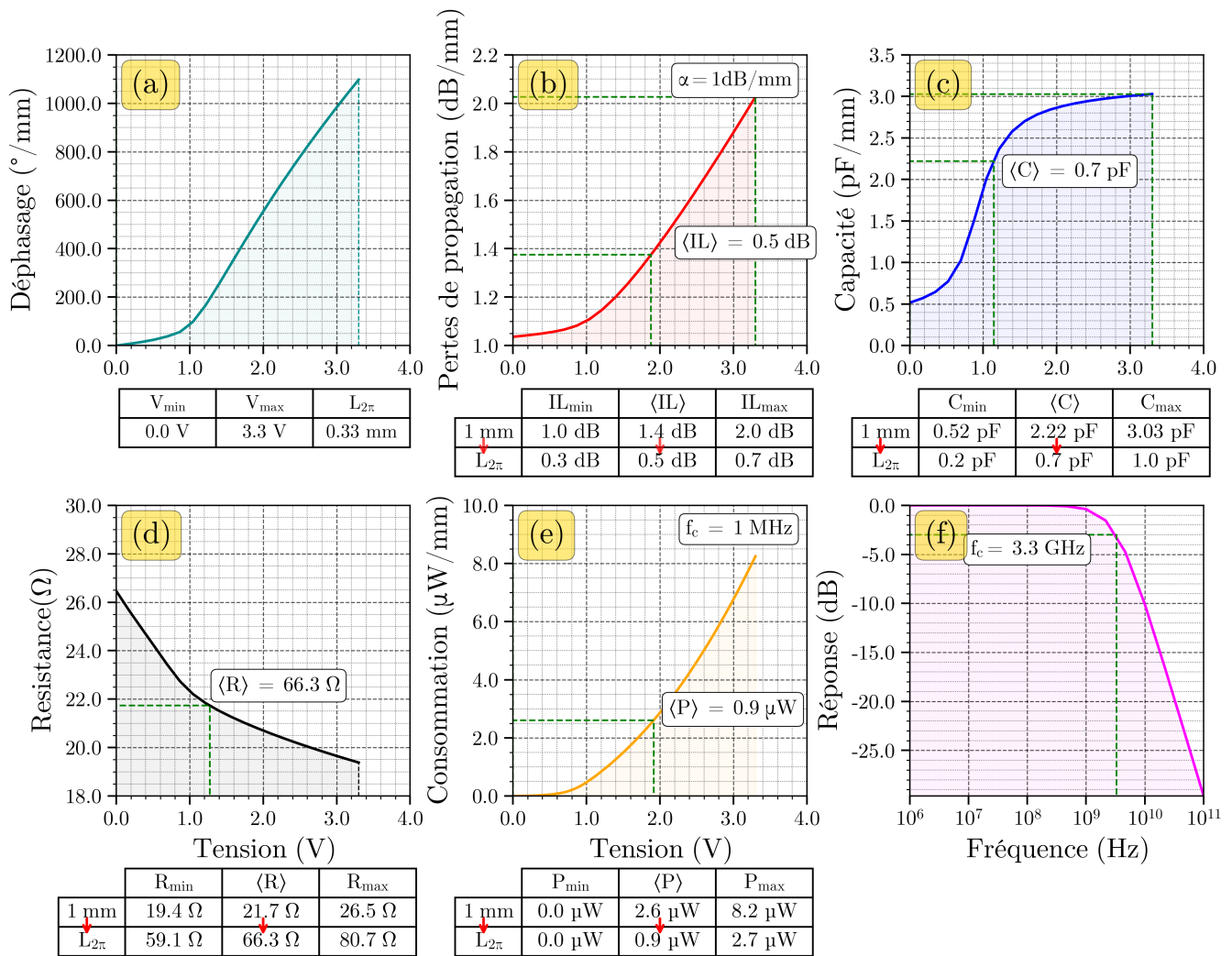


Figure 3.21 – Evolution en fonction de la tension (a) du déphasage ( $^{\circ}/\text{mm}$ ), (b) des pertes de propagation à 0.32 dB/mm de pertes de rugosité, (c) de la capacité (en pF/mm), (d) de la résistance (en  $\Omega.\text{mm}$ ), (e) de la puissance ( $\mu\text{W}/\text{mm}$ ). (f) Réponse fréquentielle du système

Les courbes obtenues sont similaires à celle observées dans la Figure 3.18 néanmoins nous pouvons voir que les valeurs absolues des courbes ne sont plus du tout comparables. En effet, en Figure 3.21.(a) le déphasage à 3,3 V gagne effectivement un facteur 10 comme le laissait présager la Figure 3.20.(a) tandis que les pertes de propagation par mm en Figure 3.21.(b) de l'ordre de 1 dB/mm. Le déphasage étant très

important, nous pouvons nous limiter à une longueur de modulateur  $L_{2\pi} = 0,33mm$ , ce qui permet de ramener les pertes d'insertions à 0,5 dB, ce qui est du même niveau qu'un modulateur thermique. Dans le même temps, les valeurs de consommation sont également 10 fois moindres que les siscap silicium et même les p-n silicium. Enfin la bande passante est même légèrement plus élevée qu'une siscap Si/Si bien que cela reste marginale. En bref, ce modulateur cumule la totalité des avantages, ce sera donc dans l'intégration que toute la difficulté se concentre alors.

En effet, cette structure n'est en soi pas intégrable telle quelle sur la plateforme PIC50G car fait appel à une couche silicium de 150 nm contre une couche SOI 300 nm initiale. Cela est un problème car la seule manière d'intégrer une couche III-V monocristalline sur un oxyde est, à aujourd'hui, de planariser à l'échelle de quelques nanomètres, la totalité de la surface de la plaque silicium puis de réaliser un collage moléculaire sur cette face. Cela est inenvisageable si le niveau d'épaisseur demandé est localement 150 nm quand le reste de la plaque est épaisse de 300 nm pour les autres structures. Ce qui a été historiquement proposé au CEA LETI a été une intégration dite « back-side » sur la face arrière du silicium. La couche de silicium peut être gravée en face avant en phase préliminaire, tandis que le III-V sera collé sur la face arrière qui est restée parfaitement plane. L'intégration face arrière passe par une gravure mécanique du substrat silicium, puis un retrait partiel de la couche de  $SiO_2$  pour ne laisser que l'épaisseur d'oxyde nécessaire pour la jonction siscap à accumulation.

L'intégration back-side étant possible, nous nous sommes fixés à des simulations avec des géométries telles que présentées en Figure 2.21.(b) où la couche de III-V est posée au-dessus de la couche silicium, la vue étant "à l'envers", cela ne changera pas les résultats de simulation car aucun mécanisme physique mis en jeu ici ne dépend de l'orientation cristalline comme cela sera le cas au Chapitre 5.

On peut alors néanmoins préférer une intégration dite "front-side" mais qui doit forcément s'appuyer sur une couche de silicium inférieure de 300 nm, du fait des contraintes de collage. En outre, pour maintenir le mode optique centré sur l'oxyde, il faudra coller une couche d'InGaAsP ajustée à 257 nm d'épaisseur pour maximiser l'efficacité de déphasage. Nous affichons en bas à gauche des sous figure la longueur du modulateur ainsi que ces pertes d'insertions pour un OPA pour voir qu'une configuration 300 nm -257 nm a des performances réduites en termes d'efficacité par rapport à la configuration 150 nm -150 nm car le mode optique est moins confiné qu'en Figure 3.22.(a) et (b). Le recouvrement optique sur la zone de variation de densité des dopants est alors moins important. Nous obtenons alors une longueur de  $500\mu m$  contre les  $300\mu m$  de la solution back-side, et légèrement plus de pertes. La dégradation des performances n'apparaît alors pas si dommageable. Cela reste néanmoins dû à l'usage de l'InGaAsP comme III-V, des travaux réalisés au CEA LETI usant d'InP pour une configuration 300nm/300nm présentent de moindres efficacité de déphasage que cela soit en simulation ou en expérimental bien qu'elles prouvent une amélioration nettes d'un modulateur hybride[102].

Néanmoins, il serait possible de retrouver les performances offertes par la solution back-side mais en front-side. Pour cela, nous avons proposé une nouvelle manière d'intégrer en front-side des modulateurs hybrides *via* couche de silicium à épaisseur réglable par le bas de sorte que le haut de la couche reste à une hauteur de 300 nm. Le principe passe par une gravure partielle d'un guide MRIB non pas à 150 nm mais à l'épaisseur souhaitée de la siscap côté silicium. Un dépôt SiN est réalisé pour protéger ce motif, puis une gravure humide isotrope afin de graver latéralement les bords et générer une structure dite « t-gate » représentée en Figure 3.22.(c) . L'avantage de cette méthode est que nous nous basons sur des procédés déjà connus, l'inconvénient est que nous ne pouvons pas graver latéralement autant que nous

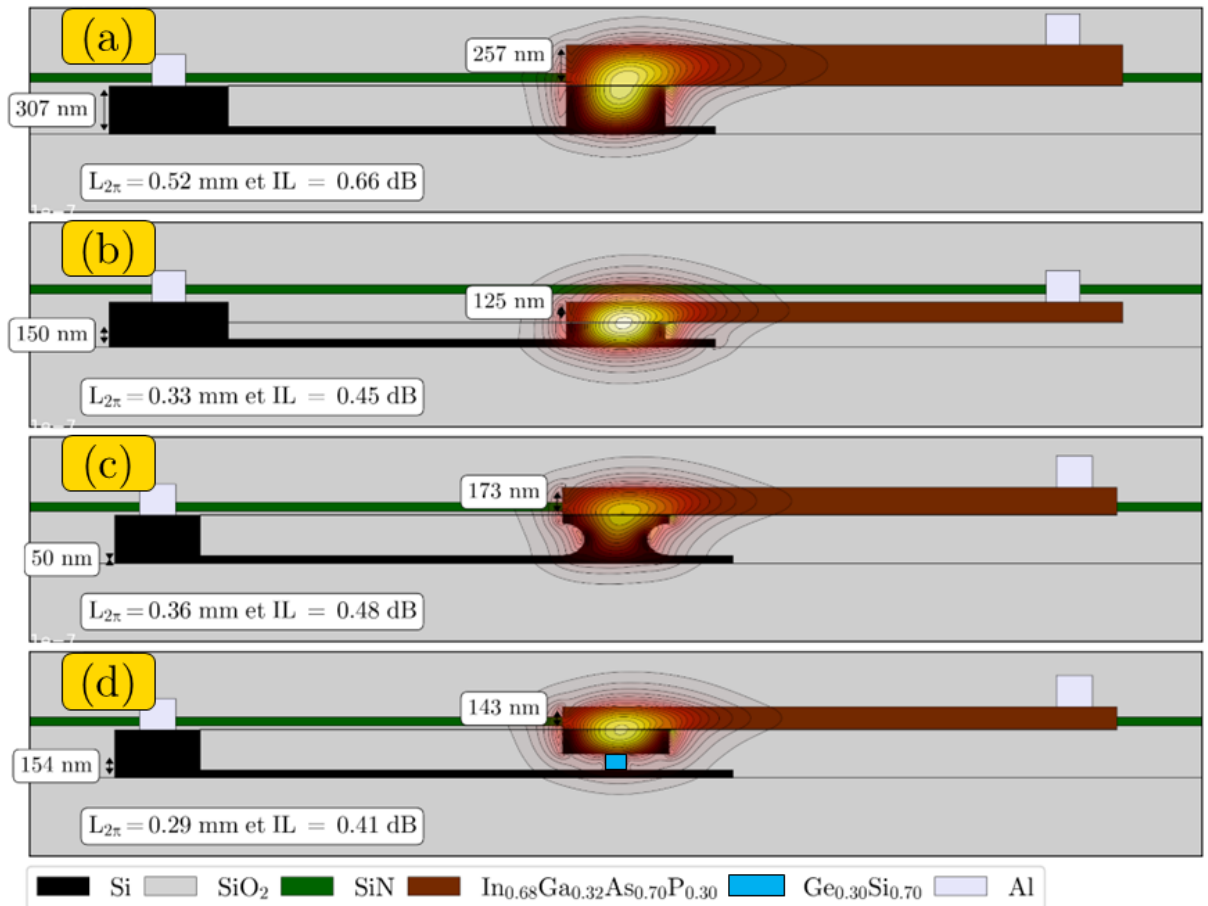


Figure 3.22 – Architectures de siscap hybrides III-V/Si, (a) Intégration front-side 300 nm/250 nm, (b) Intégration back-side 150nm/125 nm, (c) Intégration front-side T-Gate 150 nm/170 nm avec gravure humide isotrope, (d) Intégration front-side 150 nm/150 nm T-Gate avec gravure sélective Si/SiGe

le souhaiterions car la gravure est isotrope. On peut néanmoins graver 200 nm de silicium pour obtenir un guide latéralement gravé de 100 nm sur chaque bords, 50 nm de guide protégés et 50 nm de bras d'accès. Le mode optique est alors déplacé vers le haut de la structure dans un guide suspendu dont le volume peut-être réduit, ce qui va améliorer le confinement du guide. En effet, la structure en T de la partie silicium va amener à amincir l'épaisseur de III-V à quasiment 150 nm pour centrer le mode optique. On retrouve alors les performances de la solution back-side. Une méthode pour améliorer encore ce procédé est de graver une cavité de silicium à 250 nm de profondeur, puis de réaliser une reprise d'épitaxie de 100 nm de SiGe, et 150 nm de silicium, graver les frontières latérales d'un guide Si/SiGe/Si puis réaliser une gravure humide sélective du SiGe déjà réalisée à STMicroelectronics dans le domaine des MOSFETs [103]. Nous pouvons alors réaliser une structure t-gate bien mieux définie et avec théoriquement une largeur de plot SiGe réglable à souhait. En installant une structure présentée en Figure 3.22.(d), nous arrivons à obtenir des performances encore meilleures que le back-side. Bien que ce type de procédé ne soit pas simple, il a fait l'objet d'un brevet en 2019[104]. Si la simplicité est la priorité, il reste à noter que même la siscap la plus épaisse en (a) dispose de pertes d'insertion et d'une longueur similaires à un modulateur thermique tout en garantissant l'ultra-basse consommation et une bande passante élevée. En termes d'optimisation, les

performances sont déjà si élevées qu'il vaudra mieux prioriser la simplicité d'intégration à l'optimisation fine du composant, à l'exception du principal facteur qui sera de bien s'assurer que le mode optique est correctement centré sur l'oxyde, dans le cas contraire [102], l'efficacité du modulateur peut rapidement s'effondrer. Néanmoins nous pouvons nous attarder sur un point particulier, le niveau de dopage du III-V par rapport à celui du silicium. En effet, intégrer un tel modulateur demande des efforts conséquents. Une justification à apporter pour engager ces efforts et la co-intégration d'un laser III-V sur oxyde fin, de sorte de pouvoir intégrer à la fois la source laser et le modulateur. En effet, dans la famille des dispositifs hybrides Si/III-V, le plus important de tous est le laser intégré qui peut se résumer à une p-i-n verticale avec une couche inférieure N, une rangée de multi-puits quantiques et une couche supérieure P. Or si l'on souhaite utiliser la couche N du III-V à la fois pour l'injection de porteurs pour l'émission laser et l'accumulation de porteurs pour la modulation de phase, il ne faut pas que cette couche soit faiblement dopée comme en Figure 3.19.(d) et (e) car cela serait préjudiciable pour les porteurs à injecter dans le laser. Mais, là où les parties précédentes ont intimé la consigne de diminuer le dopage des modulateurs, ici nous pouvons montrer que l'on peut augmenter le dopage de la couche N jusqu'à quelques  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  sans augmenter les pertes, et même en les diminuant légèrement. Ce qui encourage d'autant plus à imaginer un OPA hybride III-V/Si incluant la source laser III-V, les passifs silicium pour l'arborescence, les modulateurs hybrides pour bénéficier de tous les avantages, et des antennes en silicium pour la génération laser. Dans l'état actuel des choses, les couches de III-V dopées N utilisées dans les lasers hybrides sont en InP. Bien que ce matériau n'ait pas une efficacité électro-optique aussi bonne que l'InGaAsP, les performances des modulateurs seraient fortement améliorées par rapport au silicium. L'utilisation de l'InP est privilégiée aujourd'hui car le collage est bien mieux maîtrisé que celui de l'InGaAsP qui est en cours d'étude pour la problématique OPA, entre autres. En particulier, nous avons conçu un OPA silicium sur ALCOR ayant vocation à accueillir des couches collées d'InGaAsP et ainsi proposer la configuration de la figure Figure 3.22.(a) sur les masques ALCOR et TRX9.

## Conclusion

Ce chapitre a été l'occasion de compiler les différents modulateurs potentiels que nous pourrions utiliser pour un OPA. Nous avons opéré des simulations thermo-optique et électro-optiques sur des candidats modulateurs en insistant sur leur intégration sur la plateforme PIC50G de STMicroelectronics afin d'en déterminer leurs performances. Ces performances sont divisées en : longueur, pertes d'insertions moyennes, consommation moyenne bande passante. Pour chaque candidat, des axes d'optimisations ont été proposés et quantifiés par des simulations supplémentaires. Les principaux résultats sont résumés sur la table suivante :

Modulateur	Longueur	Pertes	Consommation	Bande passante	Intégration
Thermique	1 mm	<0.4 dB	<30 mW	< 40 kHz	PIC50G
p-i-n à injection	500 $\mu\text{m}$	-2,5 à -3 dB	< 1 mW	< 150 MHz	PIC50G
p-n à déplétion	>14 mm	-3 dB à -10 dB	qq $\mu\text{W}$	> 10 GHz	PIC50G
siscap	2 à 3 mm	-2 à -3 dB	qq $\mu\text{W}$	1 GHz	Démonstré (ST)
siscap hybride III-V/Si	400 $\mu\text{m}$	< 0.5 dB	< 1 $\mu\text{W}$	1-3 GHz	Démonstré partiellement (CEA LETI)

Table 3.2 – Résumé des performances des modulateurs



Ces différentes simulations ont guidé notre travail de conception sur les différents masques photoniques et ces différents modulateurs seront pour la plupart implémentés partiellement ou totalement afin d'être caractérisés. Une part importante du Chapitre 5 sera donc dédiée à valider les simulations effectuées ou à apporter de nouvelles informations sur l'impact des modulateurs sur la performance globale du système OPA. Afin de compléter ce travail de simulation sur les modulateurs de phase, le Chapitre 4 menera une étude exploratoire sur un phénomène de modulation de phase basé sur l'effet Kerr et prenant place dans une famille particulière des III-V, non pas basée sur des alliages d'InGaAsP, mais d'AlGaIn.

# Etude exploratoire d'un déphaseur à base d'empilements GaN/AlGaN

4.0.1	La difficile intégration des matériaux à effet Pockels et l'alternative des III-N	98
4.0.2	Analyse des résultats de l'état de l'art	100
4.0.3	Modélisation de l'électroréfraction dans un super-réseau GaN/AlGaN	102
4.1	Réalisation des empilements GaN/AlGaN	107
4.1.1	Choix de la méthode de caractérisation d'un empilement	107
4.1.2	Épitaxie des empilements GaN/AlGaN sur saphir	107
4.2	Guides SiN/III-N	109
4.2.1	Conception d'un guide d'onde SiN sur GaN	109
4.2.2	Résonateurs en anneaux : Conception	112
4.2.3	Résonateur en anneaux : fabrication	114
4.2.4	Résonateur en anneaux : mesures optiques	115
4.3	Structures de test électro-optiques en anneaux (M5749)	118
4.3.1	Structure de test	118
4.3.2	Résonateurs en anneaux : mesures électro-optiques	120
4.3.3	Conclusion et perspectives	122

## Axes principaux

- Développe un modèle sur le mécanisme physique de modulation de phase optique dans un empilement GaN/AlGaN
- Simule et conçoit des composants photoniques SiN sur empilement GaN/AlGaN pour produire et observer une modulation de phase
- Décrit les étapes de fabrication et de caractérisation électro-optiques du véhicule de test

#### 4.0.1 La difficile intégration des matériaux à effet Pockels et l'alternative des III-N

Le Chapitre précédent a permis d'englober de multiples mécanismes physiques de modulation de phase optique dont les plus intéressants pour les OPAs silicium sont basés sur des effets de porteurs de charges dont le principal défaut est d'apporter des pertes optiques significatives. En revanche, le Chapitre 1 a décrit l'effet Pockels comme un effet modifiant uniquement la phase tout en offrant une consommation et des temps de réponses moindres que les effets de porteurs. Cet effet est donc naturellement adapté pour les OPAs qui l'ont exploité dans leur tout premiers prototypes *via* l'*AlGaAs* ou le *LiTaO<sub>3</sub>*. Ces dernières années, c'est majoritairement le *LiNbO<sub>3</sub>* qui attire l'attention *via* son intégration dans des modulateurs de phase rapides, larges-bande et à faibles pertes optiques[105] mais n'est néanmoins pas compatible avec l'industrie CMOS pour des raisons de contamination. De manière générale, si l'on se place dans le point de vue de la photonique intégrée, l'état de l'art nous bloque dans un choix où les matériaux semiconducteurs disposant d'excellents coefficients Pockels comme le *LiNbO<sub>3</sub>* ou le *BaTiO<sub>3</sub>* (respectivement avec des coefficients  $r_{33} \approx 30 \text{ pm/V}$ ,  $r_{42} \approx 900 \text{ pm/V}$ ), ou des polymères avec des coefficients de l'ordre de la centaine de pm/V sont difficiles à intégrer. A l'inverse, d'autres matériaux sont plus faciles à intégrer en plateforme CMOS, mais dispose de coefficients Pockels faibles comme le SiC ou l'AlN [106] ( $r_{33} = 1 \text{ pm/V}$ ). C'est en cherchant une alternative à ces *statu quo* que mon attention fût portée sur les alliages III-N.

Les III-N sont des semiconducteurs III-V disposant d'un atome azote dont un des plus connu est le GaN, qui, contrairement à l'InP précédemment étudié dispose d'une haute bande interdite directe et a connu une forte expansion dans deux grands domaines. Le premier est l'électronique de puissance du fait de l'excellente conductivité électronique et thermique du GaN avec l'utilisation de tensions élevées pour le transfert de courant. Le second se situe dans l'optique et notamment la révolution de l'éclairage LED, grâce à la bande interdite directe permettant au GaN de générer de la lumière bleue par recombinaison électrons-trous. Et avec en parallèle, la possibilité de modifier la bande interdite du GaN via des alliages enrichis en indium ou aluminium. Il est ainsi possible, entre l'AlN et l'InN en passant par les alliages AlGaIn, InGaIn ou InAlN d'émettre sur tout le spectre UV (AlN) - visible - IR (InN), ce qui a conduit à la fulgurante expansion du marché des LEDs. A l'inverse, ce paramétrage de la bande interdite est utilisé pour l'absorption de différentes longueurs d'onde pour les applications photovoltaïques via des panneaux multicouches. Enfin, du fait de son utilisation croissante dans des marchés de volume, les coûts de production de plaques III-N ont radicalement chuté en comparaison des autres III-V à base d'indium. Cela est d'autant plus vrai que le GaN est aujourd'hui formé par épitaxie MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition), de plus en plus sur des substrats silicium 200 mm préférentiellement aux substrats saphir, ce qui diminue également les coûts. À ce dernier point s'ajoute justement la compatibilité CMOS du GaN qui est chimiquement stable vis-à-vis du silicium ce qui permet de nombreux travaux de co-intégration. Pour toutes ces raisons, les procédés de fabrication liés au GaN sont relativement matures dans le domaine de l'électronique.

Du point de vue de la photonique, le GaN rencontre un intérêt croissant pour ses propriétés non-linéaires [107]-[109] et des démonstrations de plus en plus nombreuses de composants photoniques sont à remarquer telles que des guides d'onde à très faibles pertes de propagation, des anneaux résonnants [110], [111] à très haut facteur de qualité [112], une insensibilité à l'absorption non-linéaires dans les longueurs d'onde IR et un potentiel théorique d'utilisation de la dispersion plasma [113] quoique inférieur mais proche de celui du silicium. Néanmoins, ce matériau dispose d'un coefficient  $r_{33} \approx 1,5 \text{ pm/V}$  [114] Pockels 20 fois plus faible que le *LiNbO<sub>3</sub>* ce qui limite son intérêt pour les applications déjà citées.

C'est en découvrant les publications de deux instituts indépendants que notre perception a changé. Un article de l'Université de Moscou a reporté en 2013 une mesure de coefficient Pockels dans des multicouches GaN/InGaN supérieur au coefficient classique du GaN[115] en déclarant que l'utilisation des multicouches GaN/InGaN avec le plus fort contraste possible d'indium entre les puits d'InGaN et les barrières de GaN améliorerait l'effet Pockels par rapport à du GaN seul. En utilisant une LED commerciale polarisée en inverse comme support d'expérience, représentée en Figure 4.1.(a), l'étude de la réflectivité de l'échantillon en fonction d'une tension appliquée a permis alors de remonter à la variation d'indice de réfraction en fonction de la tension appliquée en Figure 4.1.(b) et donc à un coefficient Pockels du GaN dans les multicouches de 15 fois supérieur à l'état de l'art.

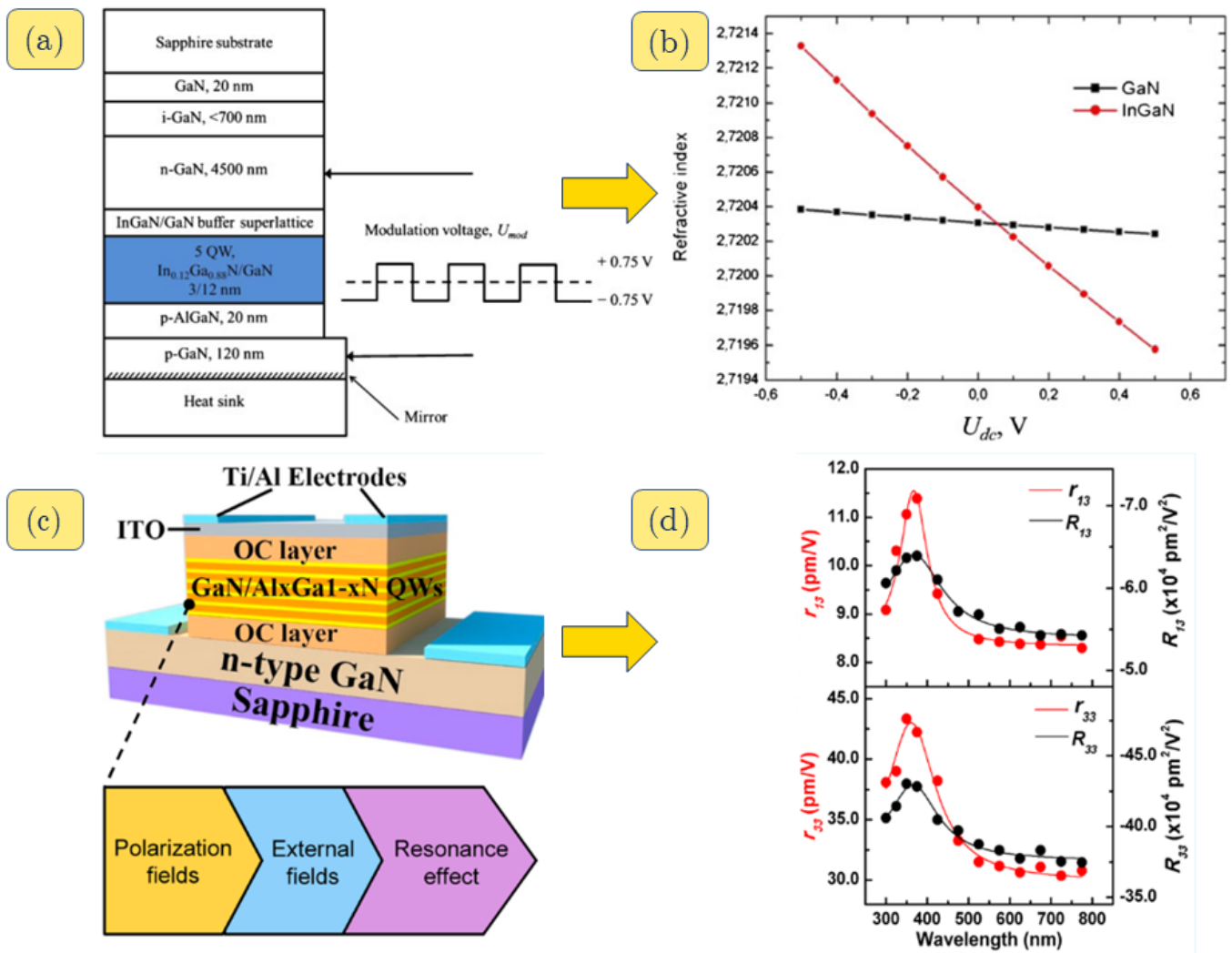


Figure 4.1 - (a) Démonstrateur d'effet Pockels amélioré dans les super-réseaux GaN/InGaN par spectro-métrie en réflexion[115], (b)Variation d'indice de réfraction comparée entre du GaN et des multicouches avec InGaN [115] (c) Démonstrateur d'effet Pockels amélioré dans les super-réseaux GaN/AlGaN par ellipsométrie sous champ[116],(d) Evolution des coefficients Pockels améliorés en fonction de la longueur d'onde

Cette publication pose cependant deux questions. Pourquoi faut-il deux matériaux avec un contraste d'indium? Et pourquoi un multicouche? Aurait-on observé un phénomène similaire dans une couche d'un autre alliage GaN avec indium ou aluminium épitaxié sur une couche épaisse de GaN?

Aucune autre mention d'un effet Pockels renforcé n'a été trouvée dans l'état de l'art sur des multicouches GaN/InGaN. Des travaux non indépendants des universités chinoises de Xiamen [116] et Beijing [117] en 2007 et 2015 ont fait des observations similaires, cette fois sur des multicouches GaN/AlGaN, à nouveau en multicouche. La plus ancienne s'est appuyée sur un super-réseau de 6 périodes de 4 nm GaN / 10 nm  $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$  sur un montage fibré de Mach-Zehnder à 1.55  $\mu m$ . L'utilisation de fibres à maintien de polarisation a permis d'injecter des polarisations TE et TM dans les multicouches et remonter ainsi aux différents coefficients Pockels. Pour rappel, les alliages III-Ns, ne disposent que de trois coefficients électro-optiques non nuls dont les plus importants sont le  $r_{13}$  et  $r_{33}$  qui caractérisent la modification d'indice de réfraction sous une polarisation optique, respectivement TE et TM, par un champ électrique vertical (parallèle à l'axe [0001] du cristal). Les mesures de ces coefficients ont confirmé une amélioration d'un facteur 15 à 20 du coefficient Pockels par rapport à une couche épaisse d'alliage III-N.

La seconde publication a utilisé de l'ellipsométrie en transmission d'un empilement formé d'une p-i-n verticale représentée en Figure 4.1.(c) afin de déduire les coefficients électro-optiques via l'angle de rotation de la polarisation optique en fonction de la tension appliquée. Après avoir reproduit les résultats de la première publication avec un empilement 4 nm GaN / 8 nm  $Al_{0.25}Ga_{0.75}N$ , l'étude d'un empilement plus contrasté en aluminium de type 4 nm GaN / 8 nm  $Al_{0.45}Ga_{0.55}N$  a mis en évidence une valeur de  $r_{33}$  similaire au  $LiNbO_3$  en Figure 4.1.(d). Cette publication bien plus complète offre une mise en évidence claire de l'impact d'un contraste de composition en Aluminium, sans en expliquer clairement l'origine. Nous résumons les différents résultats en Table 4.1

	GaN	GaN/ $Al_{0.25}Ga_{0.75}N$	GaN/ $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$	GaN/ $Al_{0.45}Ga_{0.55}N$	GaN/ $In_{0.12}Ga_{0.88}N$
$r_{13}$ (pm/V)	1.00±0.02	6.24±0.4	5.60±19.24	8.4± 0.3	22±6
$r_{33}$ (pm/V)	1.6 ± 0.05	20.1± 0.7	19.24±1.21	30.5±0.8	Non mesuré
Méthode	Electro réflectance	Ellipsométrie	Mach-Zehnder fibré	Ellipsométrie	Electro réflectance
Référence	[114]	[116]	[117]	[116]	[115]

Table 4.1 – Résumé des valeurs de coefficients Pockels  $r_{13}$  et  $r_{33}$  de GaN massif ou de multicouches III-N reportées dans l'état de l'art

## 4.0.2 Analyse des résultats de l'état de l'art

L'origine de ces renforcements n'est que sommairement abordée dans ces papiers, notamment le rôle de super-réseau. Dans cette partie nous avons essayé de donner une description plus détaillée du phénomène. Le seul effet physique évoqué par les auteurs est un effet non-linéaire appelé EFISHG pour "*Electric Field Induced Second Harmonic Generation*" décrit par Miragliotta et Wickenden [118]. Il établit que les propriétés non-linéaires du second ordre  $\chi^{(2)}$  peuvent être améliorées par l'excitation de la susceptibilité du troisième ordre  $\chi^{(3)}$  associée à un champ statique  $E_0$ . Dans le cas du GaN, la relation est donnée par [119]. On parle alors de quasi- $\chi_2$ .

$$\chi_{eff}^{(2)} = \chi^{(2)} + 3E_0\chi^{(3)} \quad (4.1)$$

La conséquence visible de cet effet physique, et qui lui doit son nom, est que des matériaux avec un potentiel donné à produire une seconde harmonique optique sous l'effet d'un signal de pompe, voit son

taux de conversion augmenté par l'application d'un champ électrique. Un exemple très parlant de cet effet est reporté dans le silicium[120], pour lui octroyer des propriétés non-linéaires du second ordre, dont il est pourtant dépourvu.

Il se trouve de plus que les alliages III-N sont des matériaux polaires et le fait d'introduire une couche d'un autre alliage III-N chimiquement différente, donc de polarisation différente, induit un champ électrique interne  $E_{int}$ . La valeur de la polarisation dans chaque couche se décompose en deux composantes spontanée et piézoélectrique explicitées en Annexe et qui vont produire des champs internes intenses de plusieurs MV/cm.

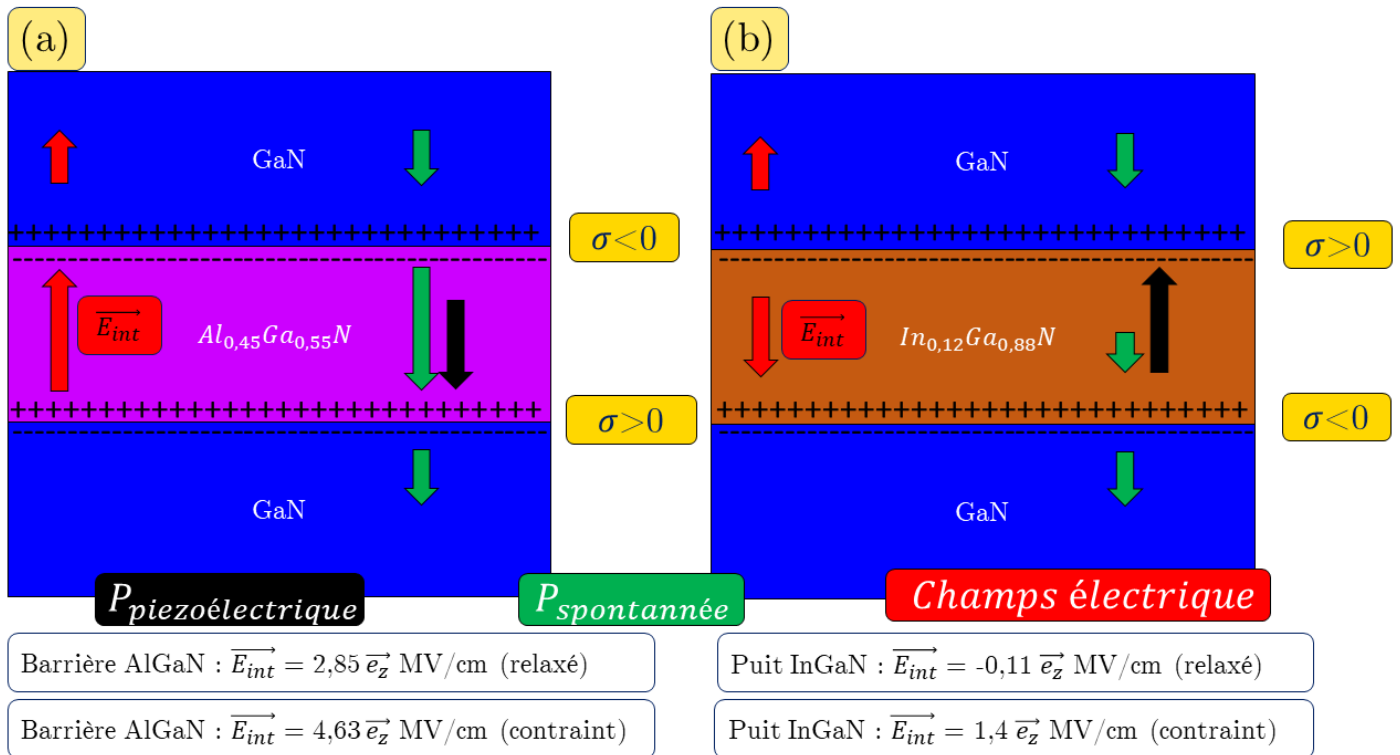


Figure 4.2 – Polarisations et champs internes (a) d'une couche en tension d' $Al_{0.45}Ga_{0.55}N$  sur substrat GaN, (b) d'une couche en compression d' $In_{0.12}Ga_{0.88}N$  sur substrat GaN

Dans l'Annexe , nous aboutissons au résultat qu'une couche d' $Al_{0.45}Ga_{0.55}N$  relaxée [116], sur un substrat de GaN est soumise à un champ électrique  $E_{int} = 2,8MV/cm$ . Cette couche ne bénéficie pas du renforcement de la polarisation piezo-électrique car nous considérons probable que l'empilement de la publication [116] ne peut pas être contraint.

La variation d'indice sous l'effet d'un champ électrique total  $E_{tot} = E_{int} + E_{ext}$  dans une de ces couches peut s'écrire simplement en utilisant un coefficient électro-optique (dans le cas simple d'un champ externe perpendiculaire aux couches). Le détail est donné en Annexe qui calcule l'expression de l'effet Pockels, et l'Annexe qui calcule l'expression de l'effet Kerr.

$$\Delta n_e = -\frac{1}{2}n_e^3 (2E_{int}s_{33}) E_{ext} \text{ avec } E_{int} = E_{spont} + E_{piezo} \quad (4.2)$$

Avec  $\Delta n_e$ , la variation de l'indice extraordinaire du III-N,  $E_{int}$  le champ interne se décomposant entre les champs électriques issus des polarisations spontanées  $E_{spont}$  et piézo-électriques  $E_{piezo}$  et enfin  $E_{ext}$  le champ externe que l'on applique. Nous arrivons à une expression très similaire à celle de l'effet Pockels, et en particulier à l'obtention d'un équivalent de coefficient Pockels qui dépend du champ interne et d'un coefficient électro-optique dit "quadratique"  $s_{33}$  car lié aux effets non-linéaires d'ordre 3, pour cette raison nous parlerons d'un effet quasi-Pockels (**QPE**).

De la même manière que l'effet Pockels, la variation d'indice de réfraction sera positive si le produit  $E_{ext}E_{int}$  est négatif, positive sinon. Tout va donc dépendre de l'intensité et du sens du champ électrique présent dans les couches III-N et de la polarisation externe appliquée. Mais, nous le répétons, il ne s'agit là que d'un développement de calcul sur une couche seule. De plus, il est difficile d'obtenir des valeurs du coefficient électro-optique quadratique  $s_{33}$  (Annexe ) en raison d'un état de l'art extrêmement pauvre en la matière. Nos estimations à partir de la littérature (Annexe ) donnent des valeurs de l'ordre de  $10^5 pm^2V^{-2}$ . Si nous ajoutons cela à un champ électrique de l'ordre de 3 MV/cm (couche d' $Al_{0.45}Ga_{0.55}N$  relaxée sur un substrat GaN), nous obtenons un coefficient quasi-Pockels effectif égal à 60 pm/V, soit effectivement de l'ordre de ce qui est mentionné dans l'état de l'art. Bien entendu, tout ceci dépend de la valeur du  $s_{33}$  réellement obtenue, mais aussi du champ électrique interne dans la couche. Celui-ci peut être maximisé, par exemple en utilisant une couche de GaN pseudomorphique (contrainte) sur un substrat AlN relaxé, les champs électriques internes peuvent alors monter à 9 MV/cm [121]. Cela peut potentiellement amener le quasi-coefficient Pockels à un ordre de grandeur de plus. Entre ces cas extrêmes, nous nous trouvons sur un intervalle de valeurs de quasi-coefficient Pockels de l'ordre de grandeur du  $LiNbO_3$  de  $r_{33} = 30 pm/V$  que nous prenons comme une référence de comparaison.

### 4.0.3 Modélisation de l'électroréfraction dans un super-réseau GaN/AlGaN

Dans cette partie nous regardons plus en détail l'impact d'une géométrie multicouche sur la variation d'indice globale. L'élaboration de ce modèle n'a pas été aisée, a fait l'objet de nombreuses discussions pour aboutir à cette version simplifiée et nous remercions ici ses contributeurs Yohan Désières, Pierre Ferret, Helge Haas, Guy Feuillet et Christian Lafforgue. En prenant l'hypothèse que les épaisseurs des couches sont très petites devant la taille du mode (cas de super réseaux). Du fait de la présence de densités surfaciques de charges de signes bien définis à chaque interface, et opposés d'après le principe d'électroneutralité, des champs électriques internes seront à la fois dans les puits et les barrières et de signes différents. Dans le cas d'une succession de couches infinie, le théorème de Gauss dans le cas périodique permet d'exprimer les champs dans chaque couche [118], avec des valeurs dépendantes des épaisseurs des couches respectives et des directions opposées entre puits et barrières . Ils prennent alors pour expression :

$$\begin{cases} E_{int,p} = \frac{\sigma H_b}{\epsilon_{r,p}H_b + \epsilon_{r,b}H_p} \\ E_{int,b} = -\frac{\sigma H_p}{\epsilon_{r,p}H_b + \epsilon_{r,b}H_p} \end{cases} \quad (4.3)$$

Avec  $E_{int,p}$  et  $E_{int,b}$  les champs respectivement dans les puits et les barrières,  $H_b$ ,  $H_p$  les épaisseurs respectives des barrières et des puits et  $\epsilon_{r,p}$ ,  $\epsilon_{r,b}$  les permittivités diélectriques. On constate alors que si  $H_b$  tend vers l'infini, le champ interne dans le puit revient à la formule pour une couche unique tandis que le champ dans la barrière tend vers 0. La conséquence de ces formules est que les champs internes dans les super-réseaux sont plus faibles que les champs dans une seule couche et que le champ dans les barrières est de sens opposé à celui des puits. Par contre, l'utilisation de multicouches permet de créer un matériau

plus épais avec en son sein des champs électriques dupliqués à chaque couche. Si nous reprenons alors les exemples des papiers avec les périodes décrites plus haut pour les couches GaN/AlGaN, nous avons 180 nm de multicouches avec des champs internes de -1.9 MV/cm dans les puits et 0.95 MV/cm dans les barrières. La distribution typique du potentiel et des champs est représenté en Fig. 4.3, dans le cas où le super-réseaux est insérée dans une diode p-i-n en régime de déplétion appliquant à champs externe à 0V de 0.16 MV/cm.

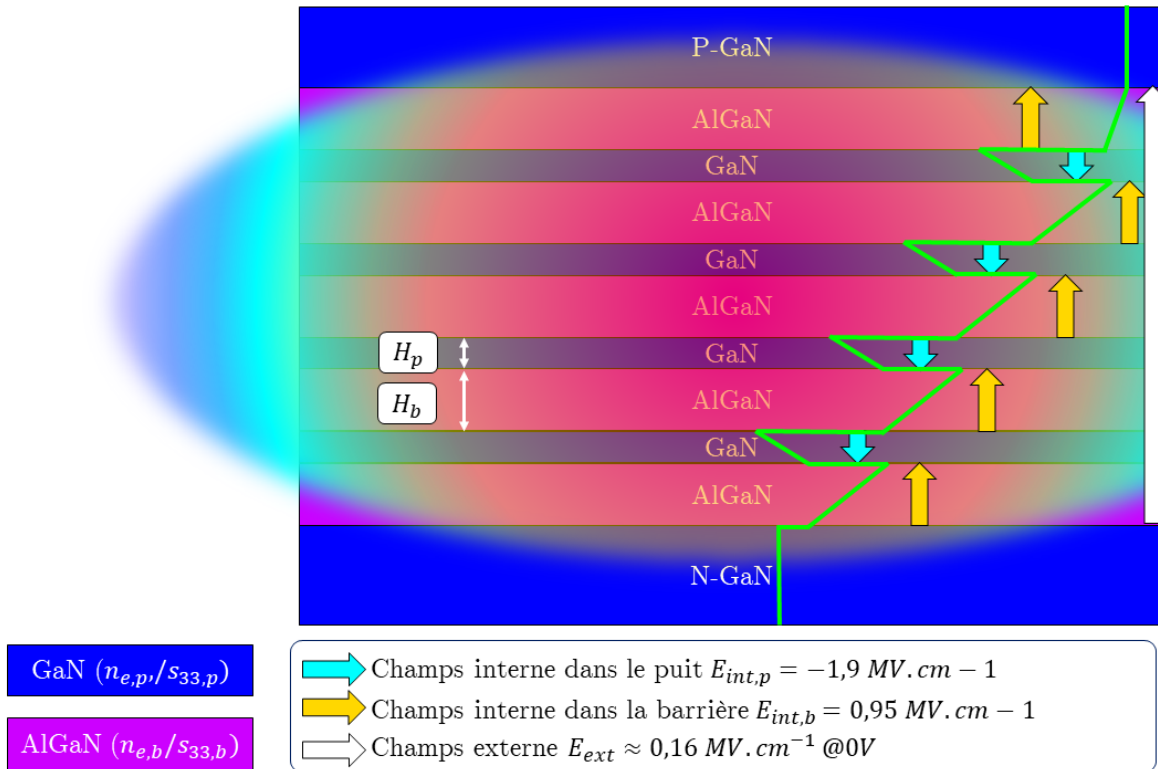


Figure 4.3 - Distribution typique du potentiel et des champs électriques dans un super-réseau GaN/ $Al_{0.45}Ga_{0.55}N$  intégré dans une jonction p-i-n à déplétion via une polarisation inverse entre une cathode GaN dopée N et une anode GaN dopée P, traversée par un faisceau optique.

Pour essayer d'être plus quantitatif nous avons tracé la variation d'indice généré par le multicouche en prenant trois hypothèses. Nous prenons comme hypothèse n°1 que nous appliquons un champ électrique appelé  $E_{ext}$  qui est égal dans le cas d'une jonction p-i-n à :

$$E_{ext} = \frac{V - V_{fb}}{H_i} \quad (4.4)$$

Avec V la tension appliquée,  $V_{fb}$  la tension de seuil de la jonction p-i-n, située aux alentours de 3V pour le GaN, et  $H_i$  l'épaisseur de la zone intrinsèque, c'est-à-dire ici, le nombre de périodes N multiplié par  $(H_p + H_b)$ .

En seconde hypothèse, nous considérons que l'intensité lumineuse est uniforme dans le super-réseau afin de simplifier les calculs. Si l'on essaie de quantifier la variation d'indice de réfraction, au moins par une relation de proportionnalité, nous obtenons la relation suivante :



$$\Delta n \propto \left( \frac{H_p}{H_p + H_b} \Delta n_p + \frac{H_b}{H_p + H_b} \Delta n_b \right) \quad (4.5)$$

Avec  $\Delta n_p$  et  $\Delta n_b$  la variation d'indice de réfraction respectivement dans les puits et barrières et qui sont pondérés par la proportion relative d'une couche sur une autres et qui est définie par le rapport de l'épaisseur d'un puit (ou d'une barrière) sur l'épaisseur puit + barrière.

Nous pouvons décomposer les termes  $\Delta n_p$  et  $\Delta n_b$  de l'équation ci-dessus en décomposant le champ électrique comme la somme d'un champ externe et d'un champ électrique interne, les détails sont fournis en Annexe . Le champ total étant élevé au carré dans le formalisme de l'effet Kerr décrit en Annexe , nous obtenons les deux expressions suivantes :

$$\begin{cases} \Delta n_p = -\frac{1}{2} s_{33,p} n_e^3 (E_{ext}^2 + 2E_{ext} E_{int,p} + E_{int,p}^2) \\ \Delta n_b = -\frac{1}{2} s_{33,b} n_e^3 (E_{ext}^2 + 2E_{ext} E_{int,b} + E_{int,b}^2) \end{cases} \quad (4.6)$$

la troisième hypothèse est que le super-réseaux est suffisamment grand pour être considéré infini. Dès lors, les champs internes entre puits  $E_{int,p}$  et barrières  $E_{int,b}$  sont reliés par la relation de périodicité  $H_p E_{int,p} = -H_b E_{int,b}$ , nous pouvons exprimer les equations précédentes avec uniquement le terme du champ dans les puits.

$$\begin{cases} \Delta n_p = -\frac{1}{2} s_{33,p} n_{e,p}^3 (E_{ext}^2 + 2E_{ext} E_{int,p} + E_{int,p}^2) \\ \Delta n_b = -\frac{1}{2} s_{33,b} n_{e,b}^3 (E_{ext}^2 - 2\frac{H_p}{H_b} E_{ext} E_{int,p} + \frac{H_p^2}{H_b^2} E_{int,p}^2) \end{cases} \quad (4.7)$$

Si nous ré-injectons ces termes dans l'équation (4.5), nous pouvons établir trois termes de variation d'indice effectif dépendant des trois composantes de champs quadratiques. La première dépend du carré du champ interne, qui ne varie pas, il s'agit d'une composante statique et de valeur toujours négative, on l'appelle  $\Delta n_{DC}$  car elle fait référence à l'effet Kerr DC cité en Annexe . La seconde dépend du carré du champ externe, elle est également négative en toute circonstance et constitue une part variable qui peut devenir prépondérante pour peu que le champ externe soit suffisamment fort, nous l'appelons  $\Delta n_{AC}$  car elle fait référence à l'effet Kerr AC cité en Annexe . Enfin la troisième constitue le terme couplé et dépend du produit des champs externes et internes, nous retrouvons là le terme de l'effet quasi-Pockels. D'après le modèle décrit à la Figure 4.3, les champs externes et internes dans le puit étant de sens contraire, cette variation d'indice effective est toujours positive, nous l'appelons  $\Delta n_{QPE}$ .

$$\begin{cases} \Delta n_{DC} \propto -n_{e,p}^3 \left[ \frac{H_p}{H_p + H_b} s_{33,p} + \frac{H_b}{H_p + H_b} \left( \frac{n_{e,b}^3}{n_{e,p}^3} \right) s_{33,b} \left( \frac{H_p^2}{H_b^2} \right) \right] E_{int,p}^2 \implies KerrDC \\ \Delta n_{AC} \propto -n_{e,p}^3 \left[ \frac{H_p}{H_p + H_b} s_{33,p} + \frac{H_b}{H_p + H_b} \left( \frac{n_{e,b}^3}{n_{e,p}^3} \right) s_{33,b} \right] E_{ext}^2 \implies KerrAC \\ \Delta n_{QPE} \propto -n_{e,p}^3 \left[ 2\frac{H_p}{H_p + H_b} E_{int,p} (s_{33,p} - \left( \frac{n_{e,b}^3}{n_{e,p}^3} \right) s_{33,b}) \right] E_{ext} \implies Quasi - Pockels \end{cases} \quad (4.8)$$

C'est cette troisième équation qui nous intéresse ici, car c'est ce que nous pensons être à l'origine des effets rapportés dans [115]–[117]. On note le coefficient Pockels équivalent  $q_{33}$ , en se comparant à l'équation (1.5), serait égal à :

$$q_{33} = 2E_{int,p} \left( s_{33,p} - \left( \frac{n_{e,b}^3}{n_{e,p}^3} \right) s_{33,b} \right) \quad (4.9)$$

Néanmoins, notre modélisation souffre d'un manque de données car nous ne connaissons pas les coefficients  $s_{33}$  des puits et barrières. Nous pouvons néanmoins établir des bornes, Si le  $s_{33,b}$  de la barrière est négligeable devant le  $s_{33,p}$  du puit, le coefficient quasi-Pockels est maximal, si au contraire,  $s_{33,b}=s_{33,p}$ , l'effet quasi-Pockels sera réduit d'un facteur  $\left( 1 - \frac{n_{e,b}^3}{n_{e,p}^3} \right)$  qui peut donc tendre vers 0 si les indices de réfraction des puits et barrières sont égaux. Entre ces bornes extrêmes se trouve probablement la solution, car le  $s_{33}$  de l'AlGaN est inférieur, mais probablement pas négligeable au  $s_{33}$  du GaN. Comme précisé en Annexe dans les matériaux massifs, certaines études rapportent un facteur 1/4 entre le  $s_{13}$  du GaN et l'AlN massif. On pourrait estimer en grossière approximation que cette relation se maintient ici et qu'il existe un facteur 0,66 entre GaN et  $Al_{0.45}Ga_{0.55}N$ . Néanmoins, le  $s_{33}$  fourni par [116] ( qui est appelé  $R_{33}$  dans la publication) est une valeur homogénéisée sur la multicouche. Si nous voulons séparer les contributions, nous aurions donc un système de 2 équations à 2 inconnues :

$$\begin{cases} s_{33,b} = 0.66s_{33,p} \\ \frac{s_{33,b}H_b + s_{33,p}H_p}{H_p + H_b} = R_{33} \end{cases} \quad (4.10)$$

Ce qui donnerait les valeurs suivantes de  $s_{33,p} = 490000 pm^2.V^{-2}$  et  $s_{33,b} = 326000 pm^2.V^{-2}$  entre 1 et 2 ordres de grandeur supérieures à celles reportées dans du silicium massif **dulkeith\_self-phase-modulation\_2006**. Si nous revenons ensuite à l'effet quasi-Pockels décrit par l'équation (4.9). Nous obtenons un **coefficient quasi-Pockels de  $q_{33}=183 pm/V$**  au niveau des puits de GaN. Etant donné la fragilité de certaines hypothèses, nous pouvons, de manière plus prudente, établir des bornes larges dans les ordres de grandeur. Si le  $s_{33,b}$  est égal à  $s_{33,p}$ , le coefficient quasi-Pockels des puits GaN est égal à **17 pm/V**. Si au contraire, le  $s_{33,b}$  est négligeable devant celui du puit, le coefficient Pockels des puits GaN est alors de 419 pm/V! Nous pouvons également calculer le coefficient Pockels effectif dans le cas de la publication [116] où le rapport de remplissage du super-réseau est de 1/3. Les valeurs de coefficients quasi-Pockels s'échelonnent alors entre environ 5 pm/V et 139 pm/V, avec une valeur nominale de 61 pm/V soit du même ordre de grandeur qu'en [116].

Il reste à quantifier les composantes de l'effet Kerr AC et Kerr DC. Comme nous l'avons vu, la composante Kerr DC décrite par l'équation (4.8) dépend du carré du champ interne  $E_{int}$  qui est fixé par les propriétés du multicouche. Bien qu'il soit l'effet prédominant, nous l'ignorons dans la suite de nos raisonnements car il est indépendant de la tension appliquée, à la différence des études sur les matériaux non polaires, comme dans le silicium[120]. En revanche, la composante Kerr AC peut être influencée par la tension, et comme sa contribution est négative, elle peut compenser la contribution du QPE qui est positive. Enfin,

l'effet Pockels "naturel" est toujours présent et sous l'effet d'un champ électrique vertical dirigé vers le haut comme nous l'avons imposé, sa contribution sera négative d'après l'équation (1.5). Sur la Figure 4.4, nous avons représenté l'évolution de l'indice de réfraction suivant les composantes Kerr AC, effet quasi-Pockels et Pockels avec un coefficient du matériau massif de 1.5 pm/V ainsi que la somme de ces contributions. Nous avons repris le composant imaginé en Fig . 4.3 avec 15 périodes de GaN(4 nm) /  $Al_{0.45}Ga_{0.55}N$  (8 nm). Nous avons affiché trois graphes, en prenant les hypothèses précédemment évoquées sur les valeurs relatives des coefficients  $s_{33,p}$  et  $s_{33,b}$  et qui donnent respectivement un matériau multicouches avec un coefficient quasi-Pockels de 5 pm/V en (a), 61 pm/V en (b) et 139 pm/V en (c).

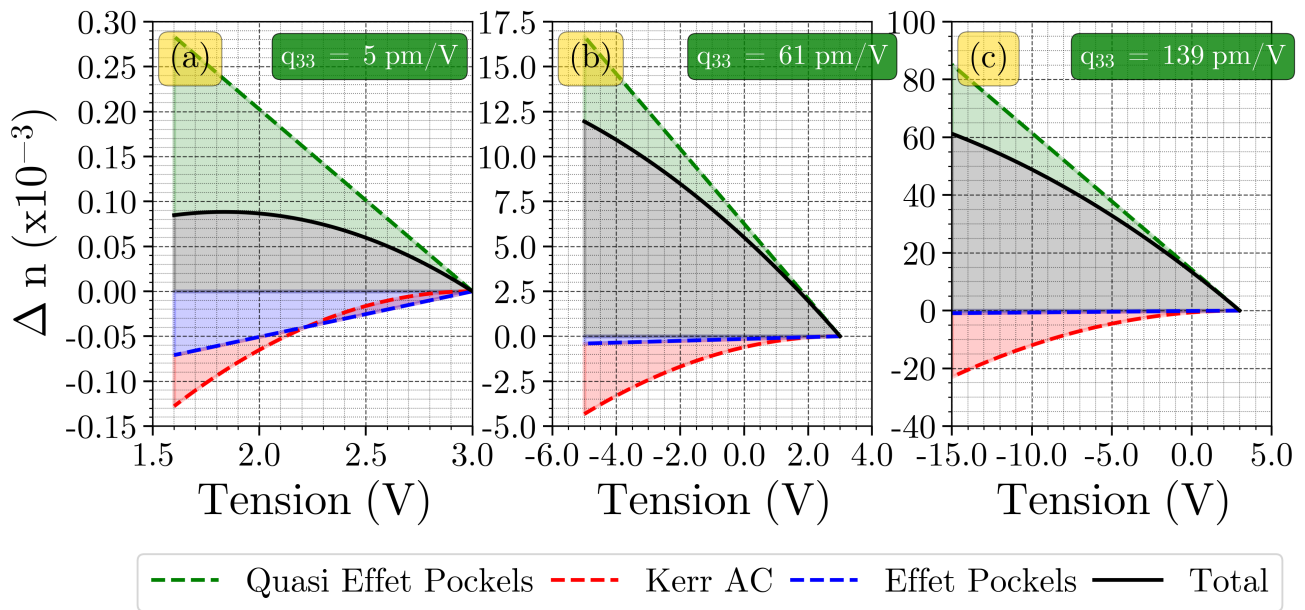


Figure 4.4 – Evolution de l'indice de réfraction de 180 nm de super-réseau GaN (4 nm) /  $Al_{0.45}Ga_{0.55}N$  (8 nm) par l'effet quasi-Pockels, l'effet Kerr AC et l'effet Pockels ( $r_{33} = 1.5 pm/V$ ) selon le coefficient quasi-Pockels, (a) 5 pm/V, (b) 61 pm/V, (c) 139 pm/V via une tension appliquée aux bornes du super-réseau.

Dans le cas de coefficients quadratiques linéaires  $s_{33}$  équivalents en Figure 4.4.(a), si nous nous plaçons à une polarisation de +3V sur notre modèle de p-i-n à déplétion, champs internes et externes se compensent. Si nous commençons à polariser avec des tensions inférieures à cette tension de seuil, nous voyons que la dépendance linéaire croissante de l'effet quasi-Pockels est rapidement compensée par les évolutions respectivement linéaires décroissante et quadratique décroissante de l'effet Pockels et l'effet Kerr AC.

Le point de tension à partir duquel il y a compensation des effets dépend des propriétés du super-réseau (via le coefficient quasi-Pockels). Dans le cas du coefficient  $q_{33}$  le plus fort, on note un régime quasi-linéaire sur quelques volts tout au plus.

En résumé, nous avons établi un premier modèle théorique permettant de modéliser l'effet Kerr dans un multicouche d'alliages III-N et de mieux comprendre le renforcement de l'effet Pockels dans ce type d'empilement. Dans la partie suivante, nous avons essayé d'observer expérimentalement ces effets en géométrie de guide d'onde.

## 4.1 Réalisation des empilements GaN/AlGaIn

### 4.1.1 Choix de la méthode de caractérisation d'un empilement

L'idée pour observer l'effet quasi-Pockels dans les multicouches III-N est de repartir des travaux précédents [116] mais en géométrie de guides d'onde photoniques car il s'agissait du travail le plus poussé réalisé à ce jour. Un composant intégré permettrait l'injection de modes TE et TM bien différenciables et nous pourrions appliquer des champs électriques sur des zones bien définies du matériau, pour cela, différentes pistes ont été évaluées.

La première d'entre elle a été de mesurer l'indice de réfraction d'un multicouche GaN/AlGaIn via la méthode dites "MLines" décrite en Annexe tout en appliquant un champ électrique pour observer une variation d'indice de réfraction. Nous avons pu utiliser un banc d'optique dédié de MLines au CEA LETI grâce à l'aide de Mr. Olivier Lartigue pour la mesure de différents échantillons de GaN/AlGaIn décrits dans la section 4.1.2. L'avantage de cette méthode est quelle demande peu de procédés de fabrication, sa sensibilité était fixée par la résolution angulaire de  $0.0005^\circ$ , ce qui nous permettait de distinguer une variation d'indice effectif de l'ordre de  $3 \cdot 10^{-5}$ . Nous avons un temps compté sur cette méthode pour observer un déplacement des raies sur les spectres de réflectivité en fonction de la tension appliquée, mais la rugosité de surface des échantillons les plus avancés était trop importante pour qu'un couplage aux modes guidés puissent être observés. Cette méthode nous a néanmoins permis de vérifier les indices optiques des couches épitaxiées avant les super-réseaux.

Une autre méthode serait de réaliser un véhicule de test en géométrie de guide d'onde basé sur une structure interférométrique comme les Mach-Zehnder ou les résonateurs en anneaux également très sensibles à une modification d'indice de réfraction. Après divers essais de conception d'un tel véhicule de test, nous avons convergé sur une diode p-i-n à déplétion GaN/AlGaIn sur laquelle est réalisé un guide d'onde en SiN riche en silicium (que nous noterons "Si-Rich" pour la suite). Cette solution est illustrée en Figure 4.5 qui utilise une couche de p-GaN au-dessus des super-réseaux en rouge. La p-i-n en déplétion génère un champ électrique uniquement dans le multicouche. Cette méthode présente certains avantages car elle permet de dépléter les porteurs issus du dopage résiduel des couches de GaN. Celui-ci est non négligeable (quelques  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ), les calculs ont montré que ce niveau de dopage était suffisant pour écranter significativement le champ électrique, mais également pour engendrer des pertes optiques par les porteurs libre, ainsi qu'un déphasage dû à la déplétion de charges. Elle permet de plus de maximiser à 100% le recouvrement entre la distribution de champ électrique et le super-réseau. Cela permet ainsi d'augmenter l'efficacité de déphasage du véhicule de test par rapport à la solution classique utilisée par les modulateurs à effet Pockels ( $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{BaTiO}_3$ ) qui s'appuient sur des électrodes métalliques déportées et qui appliquent donc un champ électrique plus faible et à moindre recouvrement dans la zone de matériaux actifs.

Il nous fallait ensuite choisir la manière dont le guidage optique allait pouvoir se faire, sur quel type d'empilement et comment coupler la lumière dans les guides.

### 4.1.2 Épitaxie des empilements GaN/AlGaIn sur saphir

Afin de réaliser des composants photoniques, nous devons assurer un confinement optique latéral et vertical pour le guidage. Nous avons choisi de partir sur des épitaxies GaN/AlGaIn sur substrat AlN/saphir qui

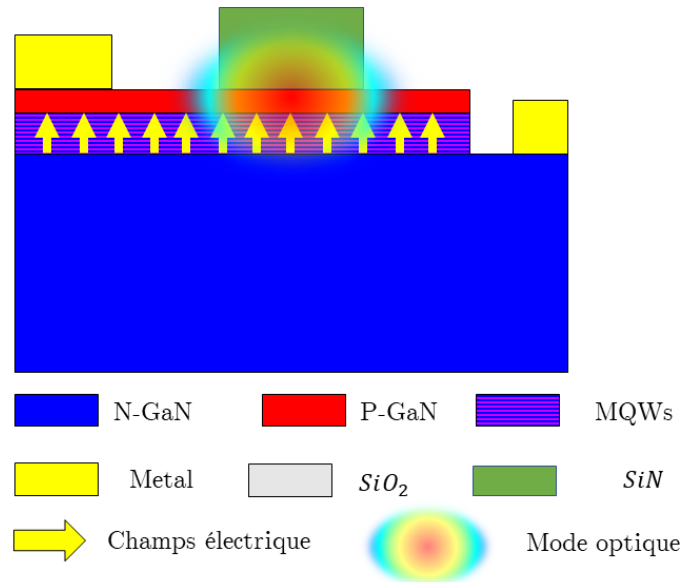


Figure 4.5 – Vue d'artiste d'une structure de test à super-réseaux GaN/AlGaN utilisant une tri-couche p-i-n pour polariser des super-réseaux

étaient de l'ordre du possible au LETI, cette approche permettait de bénéficier d'un confinement vertical grâce à la couche d'ALN ( $n=1.95$ ) tout en favorisant un fort champ interne dans les multicouches GaN/AlGaN. En revanche, cela amenait deux obstacles potentiels, le premier est que produire des multicouches GaN/AlGaN sur de l'AlN produit une forte compression des couches qui peut entraîner une relaxation plastique (dislocations). Enfin le dopage des couches d'AlGaN est bien moins maîtrisé que les couches GaN, avec notamment de possibles difficultés à obtenir des contacts ohmiques.

Au Laboratoire matériaux et surface du LETI (A. Dussaigne/ F. Barbier), la stratégie de croissance des empilements s'est alors développée en trois étapes principales. Produire un empilement de III-N sans les multicouches GaN/AlGaN mais avec le même paramètre de maille que ces dernières, les empilements proposés par [116] ayant une composition en aluminium des barrières de 45%. Un avantage de cette configuration est que même si nous étions relaxés par rapport au substrat AlN, cela signifierait des puits GaN avec un champ de 1.91 MV/cm comme pour le cas sur substrat GaN et couches contraintes. Les barrières disposant quant à elle d'un champ de 1,04 MV/cm contre 0,95 MV/cm. En supposant que les empilements sur substrat AlN soient contraints, les champs puits/barrières culmineraient à 2.44 MV/cm et 1.29 MV/cm.

La première étape est donc de faire croître une couche de  $Al_{0.45}Ga_{0.55}N$  pseudomorphique sur le support d'AlN et vérifier l'absence de relaxation. La seconde étape est de réitérer le procédé en y ajoutant les multicouches. Et enfin la troisième étape est de doper N la couche sous-jacente au multicouches, et P une nouvelle surcouche de GaN pour finaliser une p-i-n.

Ces couches ont été épitaxiées par épitaxie MOCVD sur la base de substrats AlN/Saphir commerciaux. Les caractérisations de ces empilements pour déterminer la composition chimique des couches ont également

été réalisées dans cette équipe. Les caractérisations TEM (microscopie électronique à transmission) pour définir les épaisseurs des couches ont elles, été réalisées à STMicroelectronics Crolles par Laurent Clément et Jean Gabriel Mattei.

Les informations obtenues via ces caractérisations sont résumées dans le tableau 4.2 et nous explicitons plus en détails le principe de ces mesures en Annexe .

Plaque référence	Ajout multicouches	Ajout multicouches + p-i-n
M4921	M4922	M5749
158 nm $Al_{0.46}Ga_{0.54}N$ 211 nm $Al_{0.61}Ga_{0.39}N$ 216 nm $Al_{0.70}Ga_{0.30}N$ 691 nm $AlN$	15 x 2 nm $GaN$ / 2 nm $Al_{0.43}Ga_{0.57}N$ 169 nm $Al_{0.43}Ga_{0.57}N$ 217 nm $Al_{0.61}Ga_{0.39}N$ 237 nm $Al_{0.71}Ga_{0.29}N$ 650 nm $AlN$	15 nm $GaN^{**}$ 40 nm $Al_{0.28}Ga_{0.72}N^*$ 4x 2 nm $GaN$ / 8 nm $Al_{0.48}Ga_{0.52}N$ 181 nm $Al_{0.48}Ga_{0.52}N^*$ 209 nm $Al_{0.62}Ga_{0.38}N^*$ 223 nm $Al_{0.71}Ga_{0.29}N$ 660 nm $AlN$

\* Dopage  $N \approx 5 \cdot 10^{18} cm^{-3}$

\* Dopage  $P < 1 \cdot 10^{17} cm^{-3}$

\*\* Dopage  $P \approx 1 \cdot 10^{17} cm^{-3}$

Table 4.2 – Valeurs expérimentales des épaisseurs, dopages et composition en aluminium des trois empilements GaN/AlGaN

## 4.2 Guides SiN/III-N

### 4.2.1 Conception d'un guide d'onde SiN sur GaN

Les guides ont été réalisés à partir de couche de SiN déposées sur les épitaxies pour être sélectivement soumis à une lithographie / gravure et je détaille ici seulement la conception des guides. Afin d'assurer un confinement latéral significatif sur un substrat III-N d'indices de réfraction de 2.1, 2.2, nous sommes passés par un SiN riche en silicium d'indice de réfraction 2,51 développé dans le cadre d'une collaboration par Mme E. Kempf à l'Institut des Nanotechnologies de Lyon (INL). L'indice effectif des modes guidés dans les couches de nos empilements GaN/AlGaN est en effet de l'ordre de 2.03, 2.09 en fonction de l'empilement et la polarisation. la valeur de 2,09 est celle obtenues pour le mode TMo de l'échantillon p-i-n M5749. Ces indices, calculés à partir des données matériaux disponibles dans la littérature[122] ont pu être vérifiés sur l'échantillon M4921 par la méthode Mlines en Annexe . Ces valeur élevées sont à l'origine du choix du SiN enrichi en silicium pour le choix du guide.

Afin de déterminer les épaisseurs déposées de SiN par E. Kempf *via* la technique de PECVD dans la salle blanche de l'Ecole Centrale Lyon, nous avons disposé dans le bâti du dépôt des plaques silicium en même temps que les multicouches GaN afin qu'elles disposent de la même épaisseur de dépôt. Puis nous avons réalisé une ellipsométrie sur ces plaques silicium. Cette étape est illustrée dans la Figure 4.6.(a)

Dans la sous-figure (b) nous affichons les lois d'indice extraites de mesures ellipsométriques réalisées par A. Taute. Celles-ci montrent en effet un indice de réfraction égal à 2,51 à 1550 nm, avec l'absorption indétectable en ellipsométrie au delà de 900 nm. Un guide monomode a ensuite été dimensionné *via* le

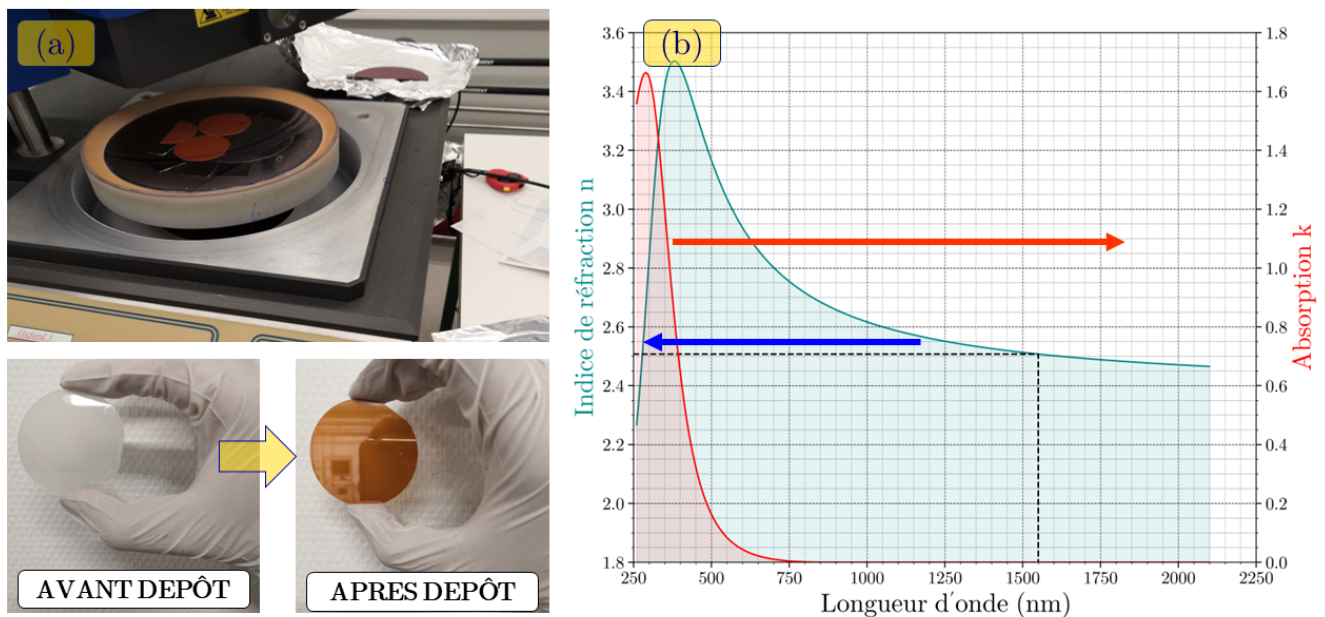


Figure 4.6 – (a) Bâti de dépôt de SiN riche en silicium par PECVD et aspect de la plaque III-N sur saphir avant et après dépôt SiN, (b) Parties réelle  $n$  et imaginaire  $k$  de l'indice optique en fonction de la longueur d'onde issues des mesures par ellipsométrie sur un échantillon SiN riche sur Si

logiciel Lumerical MODE. Le résultat de ces simulations est illustré en Figure 4.7.(a).

En modifiant la largeur d'un tel guide d'onde de 800 nm à 2000 nm, nous avons tracé trois paramètres principaux pour choisir une largeur  $W_i = 1,1\mu m$ . Cette largeur a été choisie afin que le guide reste mono-mode comme indiqué en Figure 4.7.(c). Limiter l'extension modale sur les flancs du guide comme montré en Figure 4.7.(b). Puis enfin maximiser le recouvrement optique  $\Gamma$  dans la zone des multicouches, en Figure 4.7.(d).

C'est là que nous revenons sur l'impact de l'épaisseur du guide d'onde qui a été pour le moment fixée arbitrairement autour de 300 nm. Nous avons en réalité testé différentes épaisseurs entre 100 nm et 800 nm. Si le guide est moins épais que 300 nm, le mode optique est fortement présent dans les couches d'adaptation et pas assez dans les puits,  $\Gamma$  se retrouve faible. Si le guide est trop épais au delà de 500 nm. Le mode optique se retrouve extrêmement confiné dans le SiN du guide d'onde, au point que le maximum d'énergie se retrouve au-dessus du super-réseau, ce qui diminue  $\Gamma$ . Entre ces extrêmes, les épaisseurs de 300 nm et 400 nm permettent d'obtenir un mode optique avec à la fois, avec un indice effectif suffisamment éloigné de celui des modes de slab et un centrage sur les super-réseaux. En pratique, du fait de la variabilité du procédé de dépôt, les épaisseurs n'ont jamais été les mêmes, il a fallu donc adapter les largeurs des guides pour constamment respecter les critères de monomodalité et de maximisation du  $\Gamma$ . Les différents couples épaisseurs/largeurs sont fournis en Tab. 4.3

Pour le couplage optique, des coupleurs réseaux ont été simulés et optimisés sur Lumerical FDTD par Yohan Désières. Le développement de ce composant est résumé en Annexe et a permis de réaliser un

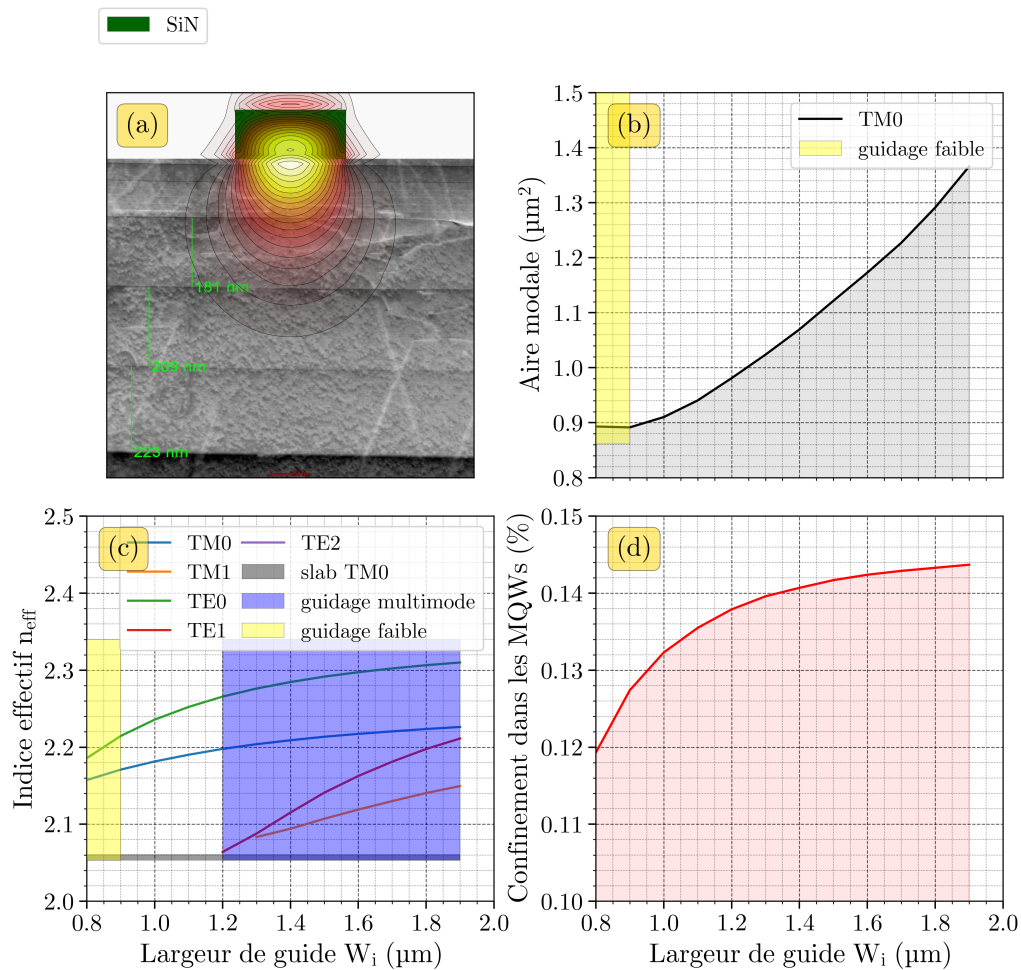


Figure 4.7 – (a) Architecture du guide d’onde dans la plaque p-i-n et profil modal, (b) Evolution de l’aire modale en fonction de la largeur du guide d’onde et définition de la zone de guidage faible, (c) Indices effectifs existants dans le guide d’onde en fonction de la largeur et définition de la zone de guidage multimode, (d) Evolution du confinement optique dans les super-réseaux en fonction de la largeur du guide d’onde.

Plaques	Epaisseur	Largeur ( $\mu\text{m}$ )
M4921	310 nm	1.25 $\mu\text{m}$
M4922	340 nm	1.5 $\mu\text{m}$
M5749	327 nm	1.1 $\mu\text{m}$

Table 4.3 – Résumé des couples largeurs - épaisseurs des guides SiN sur III-N

coupleur réseaux à un niveau de gravure en SiN riche dont les performances sont résumées ci-dessous :

A partir de ce point, nous disposons en théorie d’un moyen de coupler la lumière dans une plaque et de la guider. Nous nous permettons une ultime remarque pour clore cette partie. N’aurait-il pas été plus simple de cliver une plaque afin de réaliser un couplage par la tranche? Cette option aurait ainsi évité de devoir concevoir des coupleurs réseaux dépositaires de pertes d’insertion que la simulation estime déjà à -10 dB.



Coupleur réseau	
Période	790 nm
Nombre de périodes	30
Facteur de remplissage	30%
Angle de couplage fibre	11,5°
Pertes d'insertion	-10,3 dB

Table 4.4 – Résumé des propriétés et performances simulées d'un coupleur réseau SiN sur III-N

Malheureusement, il n'y avait pas de moyens simples de par les difficultés à polir le saphir ou à cliver selon des axes appropriés par rapport aux guides.

### 4.2.2 Résonateurs en anneaux : Conception

Maintenant que nous avons dimensionné les principaux composants passifs, il nous faut choisir le type d'interféromètre pour mettre en évidence la variation de la phase. Il existe principalement deux manières de mettre en évidence de la modulation de phase, l'une avec des Mach-zehnder comme nous l'avons fait dans le Chapitre 4 et l'autre avec des résonateurs en anneaux[123]. Ces derniers ont été choisis pour leur compacité et leur sensibilité généralement supérieure au Mach-Zehnder.

Le principe de fonctionnement d'un anneau est de rapprocher un guide courbe opérant un tour sur lui même à forte proximité d'un guide d'onde droit, afin de réaliser un couplage évanescent du guide vers l'anneau et *vice versa*. Une fraction de la lumière, initialement injectée dans le guide droit va alors être couplée dans l'anneau, se propager sur un tour complet, puis se coupler à nouveau de manière évanescente dans le guide droit. De fait, il s'agit d'un résonateur car l'anneau joue le rôle de cavité miroir. La mesure du spectre en transmission est alors très similaire à celle observée en Figure 5-9, avec la présence de pics de résonance où la transmission décroît fortement. Si nous modifions ensuite l'indice effectif des guides courbés constituant l'anneau, les longueurs d'onde de résonances vont être modifiées et pourront fournir des informations aussi bien sur la phase que sur les pertes de propagation optique. Des exemples de modulateurs en anneaux polarisés en inverse ont d'ailleurs déjà été démontrés à STMicroelectronics en tant que modulateurs [124].

L'architecture d'un anneau est alors résumée en Figure 4.8.(a). Le paramètre descriptif de l'anneau à cette échelle est son rayon de courbure  $R_m$  qui va permettre de définir la longueur du chemin optique et donc les pertes après un tour complet. Afin de réaliser un anneau, nous utilisons les cellules de guides courbés précédemment utilisés pour les OPAs. Ces guides courbés disposent d'une courbure de type Bézier partiel afin de limiter les pertes par courbure [125]. Le résultat de ces simulations n'est pas exposé ici et nous nous restreignons à fournir la valeur finale d'un rayon de courbure de  $100 \mu m$  qui permet de limiter les pertes en deçà de 0.01 dB. La longueur physique du trajet est alors de  $L=660 \mu m$  sur cet anneau. Si l'on agrandi localement l'image au niveau du rapprochement entre l'anneau et le guide d'onde, nous pouvons observer une zone de rapprochement se maintenant sur une certaine longueur d'environ  $8 \mu m$  et que nous appelons longueur de couplage  $L_c$ . En agrandissant encore l'image, nous pouvons voir une nouvelle zone mettant en valeur le dernier paramètre comme étant l'écart entre les guides d'onde  $g = 200 nm$  ici.

Pour maximiser la sensibilité de nos résonateurs, nous avons essayé de nous placer en régime dit de "couplage critique". Dans ce régime, la variation de transmission par unité de déphasage est maximale.

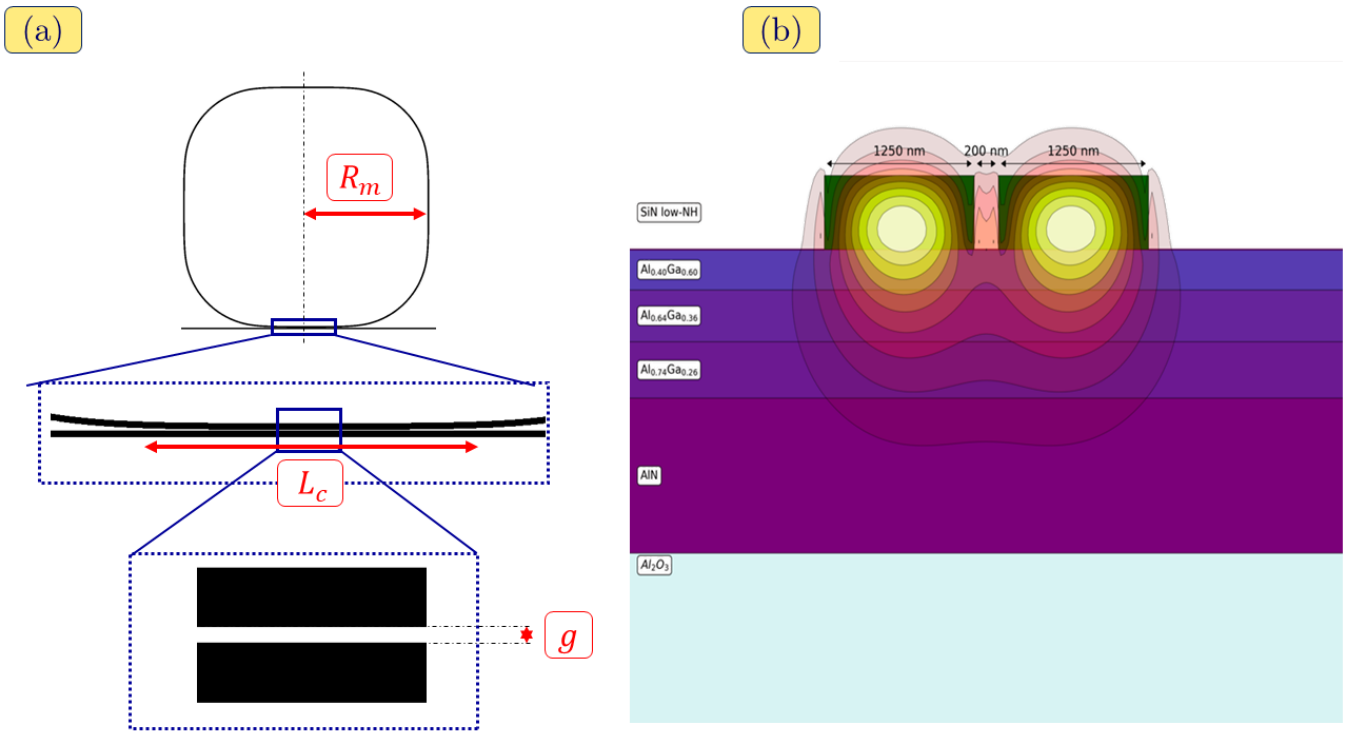


Figure 4.8 - (a) Architecture d'un anneau passif et mise en évidence des trois paramètres de conception (rayon, longueur de couplage et gap). (b) Simulation sous Lumerical MODE pour déterminer la longueur de couplage

Ce régime s'obtient lorsque le taux de couplage à l'anneau est égal à

$$\kappa = \sqrt{1 - e^{-\alpha L}} \quad (4.11)$$

Si nous supposons que les pertes de propagation des guides SiN riche restent toujours de 0.7 dB/mm comme reportées [126], alors dans ce cas le coefficient de couplage est alors égal à  $\kappa = 32\%$ . En parallèle à cela, nous avons réalisé des simulations sous Lumerical MODE, et illustrées en Figure 4.8.(b) de deux guides d'onde issus du protocole de simulation explicité en Figure 4.7 sur la première plaque disponible "sans super-réseaux". En les rapprochant suffisamment, deux modes dits symétriques et anti-symétriques apparaissent respectivement dans les deux guides et peuvent interférer en donnant lieu à un transfert d'énergie, nous pouvons alors remonter à la longueur de couplage critique via la formule :

$$L_c = \frac{\lambda}{\pi \Delta n_{eff}} \arcsin(\kappa) = 8.16 \mu m \quad (4.12)$$

Avec  $\Delta n_{eff} = 2.127 - 2.107 = 0.02$ , nous obtenons alors une longueur de  $8,16 \mu m$  qui est proche de la valeur de  $8 \mu m$ .

En calculant le facteur de qualité au couplage critique  $Q_{cr}$ , nous pouvons le relier aux pertes de propagation dans l'anneau via la formule :

$$\alpha(dB/mm) = 0.434 \frac{\pi n_g}{\lambda_0 Q_{cr}} \quad (4.13)$$

Cependant comme l'obtention de cette condition de couplage est très sensible, il est nécessaire de produire des matrices d'anneaux faisant varier des paramètres tels que la longueur de couplage et l'écart inter-guides pour trouver l'anneau au plus proche du couplage critique

Nous avons ainsi disposé un grand nombre d'anneaux dans les trois plaques en imposant un écart de 200 nm et 300 nm et en modifiant la longueur de couplage un grand nombre de fois autour de la longueur de couplage critique théorique. Cela nous a permis, au fur et à mesure des mesures de converger vers un prototype d'anneau assurant un couplage critique comme nous le montrerons par la suite.

Enfin, un problème peut survenir pour ce type de modulateur. En effet, les effets électro-optiques comme l'effet Pockels ou Kerr sont dépendants des orientations respectives des champs optiques, électriques et de l'orientation du cristal. L'utilisation d'un anneau est donc fortement déconseillée pour ce genre d'étude car les guides courbés modifient constamment les orientations respectives des champs par rapports aux orientations du cristal. Néanmoins comme nous étudions le mode TM, le champ électrique du mode et celui de la diode ne sondent qu'une composante du tenseur electro-optique. En polarisation TM, la propagation dans le circuit photonique est insensible à la nature biaxe de l'alliage III-N, ici de type wurtzite.

### 4.2.3 Résonateur en anneaux : fabrication

Les toutes premières plaques SiN passives ont été réalisées au C2N Paris-Saclay. Afin de graver les motifs des coupleurs réseaux, nous nous sommes appuyés sur la lithographie à faisceau électronique disponible au C2N de Paris-Saclay, sous la supervision de mon directeur de thèse Laurent Vivien et la réalisation par Carlos Ramos. L'équipe photonique MINAPHOT possédait en effet une forte compétence en fabrication de circuits photoniques intégrés *via* cette méthode comparé à ce que pouvait proposer le CEA LETI. Les étapes suivantes de gravure ont été réalisées par Xavier Le Roux. Différentes insolations ont été testées ( $240 \mu C.cm^{-2}$ ,  $260 \mu C.cm^{-2}$  et  $280 \mu C.cm^{-2}$ ) mais l'aspect final semblait invariant à ces trois doses. De premières images ont été faites en microscopie électronique à balayage (MEB) dont certaines photographies sont fournies en Figure 4.9. Au total, l'ensemble du premier masque de la plaque M4921 occupe une aire de 1,5 par 7 mm<sup>2</sup>, le tout répliqué trois fois.

En Figure 4.9.(a), nous pouvons observer les anneaux résonants qui sont disposés en une matrice d'anneaux de 5 par 2 faisant varier l'écart inter-guides (de 200 nm à 1100 nm). La Figure 4.9.(c) montre un fort agrandissement au point de couplage évanescent de l'anneau. Les guides ont bien une largeur autour des  $1,25 \mu m$  et l'écart est bien de l'ordre de 200 nm même si l'on n'a pas d'informations si le fond de la tranchée n'est pas sous-gravé.

L'aspect des coupleurs réseaux est également très satisfaisant sur la vue large de la Figure 4.9.(b). Nous retrouvons l'aspect traditionnel des coupleurs réseaux en photonique silicium que nous avons ré-exploité avec les bons paramètres de période, de nombre de plots et de facteur de remplissage. En Figure 4.9.(d), un zoom sur les périodes du coupleur réseau permet de mettre en évidence, un aspect très lisse des

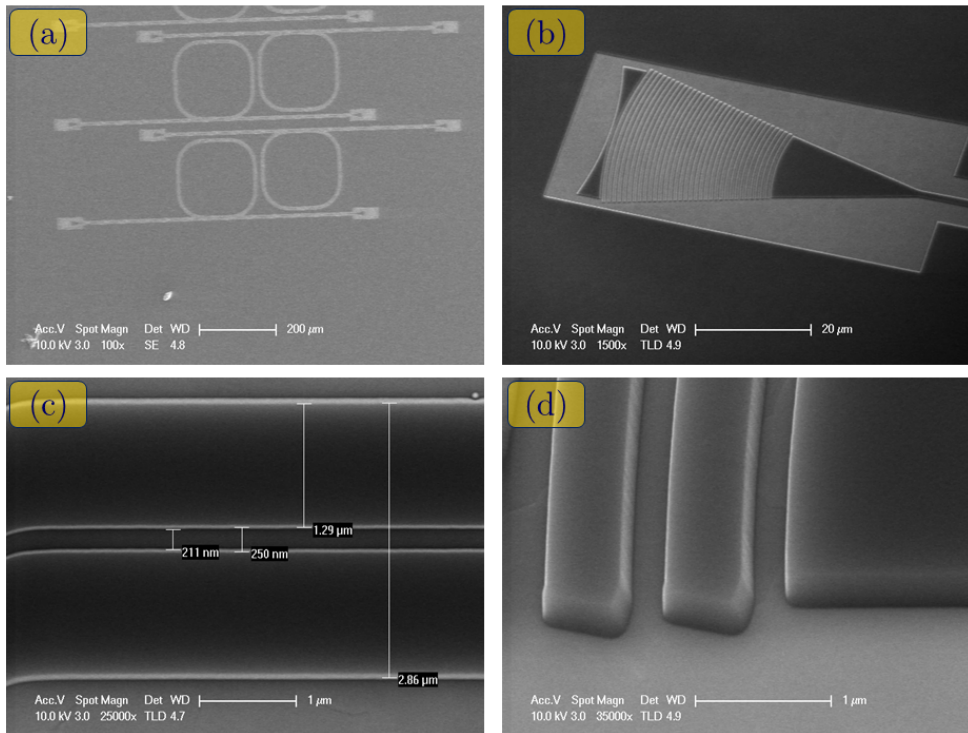


Figure 4.9 – Photographies MEB (a) d’anneaux résonants, (b) D’un coupleur réseau, (c) d’un coupleur évanescent au niveau d’un anneau, (d) zoom sur les bords d’un coupleur réseau

structures, bien découpé et sans défauts visibles. L’aspect plus sombre de la structure photonique par rapport au plancher clair sur lesquelles elles repose confirme bien que la gravure s’est bien déroulée avec arrêt sur la première couche d’adaptation d’AlGaIn et que les bords des guides sont verticaux.

#### 4.2.4 Résonateur en anneaux : mesures optiques

Les mesures des spectres des anneaux et les transmission de simples guides ont été réalisées en partie sur les bancs de mesure par couplage réseau du C2N et en partie sur ceux du LETI. un exemple de spectre de transmission d’un guide et d’un anneau résonant respectivement en Fig 4.10.(a) et (b) est illustré pour l’échantillon M4921. *Via* un microscope, nous pouvons observer nos premières structures sur la plaque référence en Figure 4.10.(b), et nous alignons manuellement les fibres en observant la transmission en temps réel du montage. Dès que cette transmission nous semble maximale, nous acquérons le spectre en transmission. Nous commençons en premier lieu à mesurer la transmission des structures coupleur - guide de  $500 \mu m$  - coupleur. Par itération, nous modifions l’angle d’inclinaison des portes-fibres en notant les transmissions maximales atteintes et nous arrivons au résultat que nos premiers coupleurs réseaux ont un angle de couplage de  $18,5^\circ$  et fonctionnent autant que faire se peut. Cette structure de test affiche alors une transmission totale de  $-28 \text{ dB}$ .

Ensuite nous comparons la transmission observée entre une structure avec un guide de  $500 \mu m$  et celle d’un guide de  $5 \text{ mm}$  de long. Le résultat est fourni en Figure 4.10.(a) :

Sur cette figure, nous pouvons observer que les deux spectres en transmission adoptent des profils contenant beaucoup d’oscillations que l’on attribue à des cavités Fabry-Perot parasites entre les coupleurs ré-

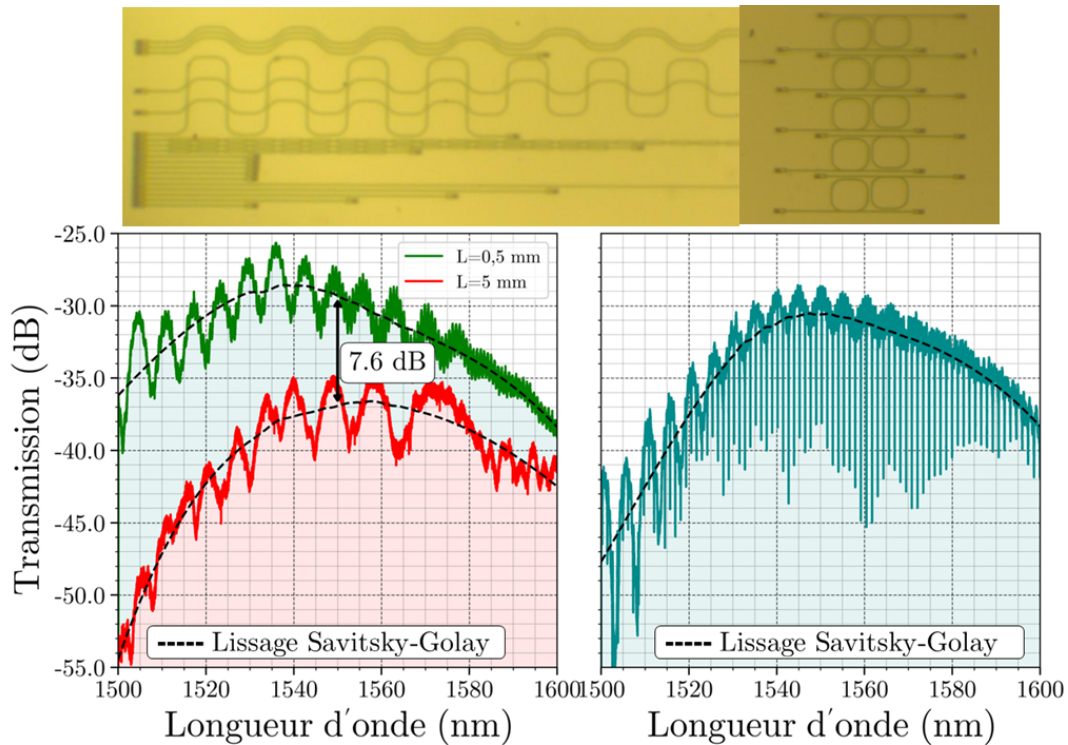


Figure 4.10 – (a) Transmissions comparées de guides d’onde de longueurs différentes (b) Transmission d’un anneau résonant au couplage critique

seaux. Néanmoins la transmission reste centrée autour de 1550 nm. De la même manière, nous avons ajouté à cette figure les courbes adoucies par l’algorithme de Savitsky-Golay qui nous servent de référence pour estimer la différence de transmission à 1550 nm à 7,6 dB. Ce qui nous permet de déduire par là-même, une perte de propagation de l’ordre de 1,7 dB/mm et une perte d’insertion des coupleurs réseaux de -13 dB. La valeur de pertes de propagation est deux fois plus élevée que les pertes de propagation du SiN sur plaque silicium reportées[126]. L’origine de ces pertes n’est pas claire à ce stade mais pourraient provenir de la rugosité des guides SiN comme du plateau III-N car le mode optique se trouve être pour moitié dans le III-N comme vu en 4.7.(a) ou 4.8.(b). De plus, dans l’épaisseur du III-N, le dopage résiduel relativement élevé ou également la présence de liaisons N-H révélées en SIMS pourraient également causer de l’absorption à 1550 nm. Ces pertes optiques sont en accord avec les facteurs de qualité mesuré sur les anneaux au couplage critique (Q environ 25000) et seulement partiellement en accord avec la longueur de couplage permettant ce couplage critique (12 $\mu$ m mesuré contre 8 $\mu$ m attendus, pour un gap de 200nm).

Néanmoins, dans ce cas présent la plaque M4921 exhibe un véhicule de test photonique fonctionnel sur l’injection de lumière, le guidage, et le résonateur en anneau. Les performances des 3 plaques sont résumées ci-dessous. Les mêmes types de mesures sur les plaques M4922 et M5749 ont cependant montré des pertes de propagation bien supérieures, avec des difficultés sérieuses à acquérir des spectres optiques en sortie de guides et d’anneaux. Les performances des 3 plaques sont résumées ci-dessous

Des images MEB prises par Mme Laetitia Adelmini sur la plaque M5749 ont permis de mieux comprendre l’origine de ces pertes aussi importantes et variables selon la structure de test mesurée et sont fournies ci-dessous en Figure 4.11

Plaques	Coupleurs réseau	Pertes Guides	Pertes Anneaux	Longueur de couplage	Ecart inter-guides	Facteur de qualité au couplage critique
M4921	-13 dB	1.7 dB/mm	1.7 dB/mm	8 $\mu\text{m}$	200 nm	$\approx 25000$
M4922	-13 dB	$\approx 17\text{-}25$ dB/mm	$\approx 6$ dB/mm	24 $\mu\text{m}$	300 nm	$\approx 7000$
M5749	-13 dB	$\approx 17\text{-}25$ dB/mm	$\approx 6$ dB/mm	24 $\mu\text{m}$	300 nm	$\approx 7000$

Table 4.5 – Résumé des performances des passifs SiN

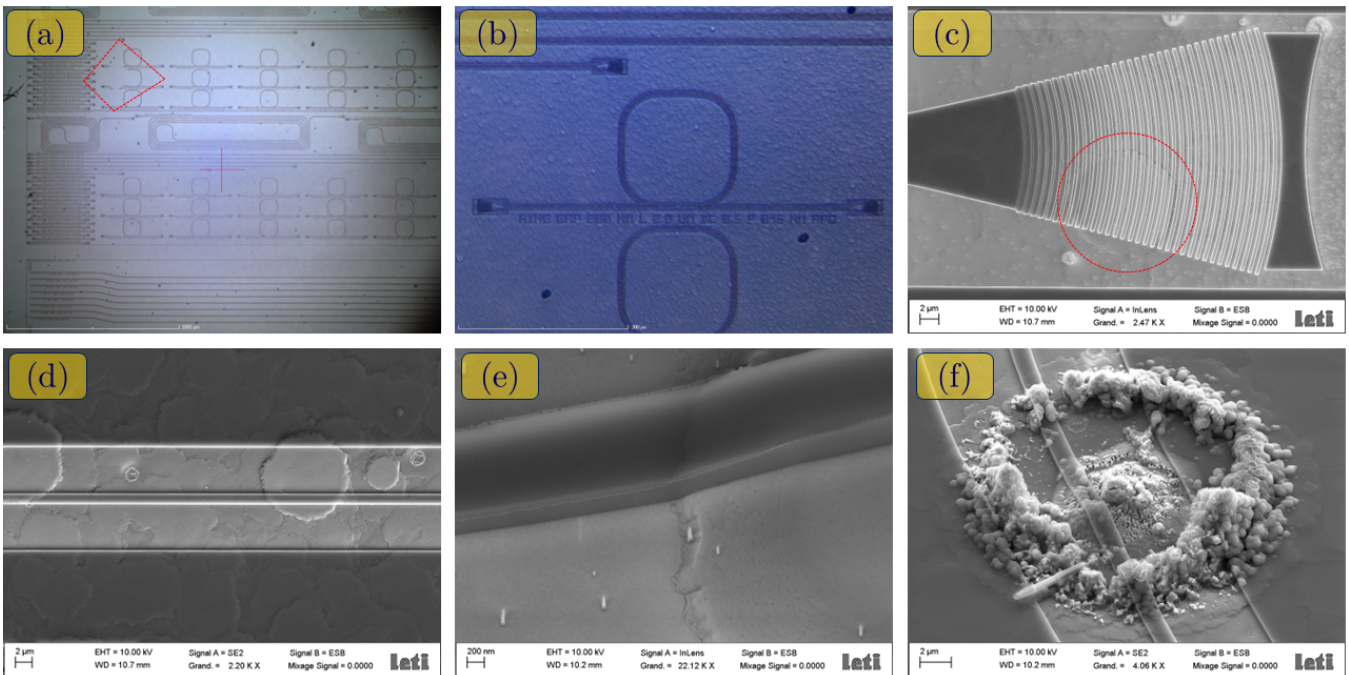


Figure 4.11 – (a) Vue large en microscopie du masque avec présence de défauts visibles (b) Anneaux résonant + défauts GaN sombres, (c) Photo MEB d'un coupleur réseau avec plateau GaN, (d) Marche cristalline rencontrant des guides d'onde, (e) guide d'onde surmontant un plateau GaN, (f) Défaut provenant d'une étape technologique ou pré-épitaxie croisant un guide d'onde

Dans cette figure, nous pouvons observer au microscope en Figure 4.11.(a) l'ensemble des structures de test déposées sur les premières version de la plaque M4922 et M5749. En lieu et place de la surface propre et lisse de la plaque M4921, nous observons des défauts visibles qui parsèment les structures, quelques griffures, voire même des zones de décollement, comme celle visible dans la zone encadrée en rouge. En Figure 4.11.(b), nous pouvons observer un exemple d'anneau résonant, posé sur une surface très rugueuse, comme craquelée. Si nous zoomons sur un coupleur réseaux, nous pouvons voir un plateau de plusieurs  $\mu\text{m}$  de diamètre. Si nous agrandissons l'image sur n'importe quel guide d'onde, nous pouvons observer en Figure 4.11.(d),(e) et (f), des îlots plus ou moins marqués et haut et qui interfèrent plus ou moins gravement avec le trajet des guides d'onde. C'est la raison pour laquelle nous avons réduit le nombre de puits sur l'échantillon M5749 mais cela n'a pas fait évoluer cette situation.

A ce point de nos travaux, nous ne disposons plus du temps nécessaire pour relancer l'épitaxie de nou-

veaux empilements GaN qui n'auraient de toute manière pas garanti d'être d'aussi bonne qualité que la plaque M4921. Aussi avons-nous décidé de poursuivre nos travaux sur la plaque M5749 en ajoutant les électrodes métalliques pour polariser électriquement les super-réseaux.

## 4.3 Structures de test électro-optiques en anneaux (M5749)

### 4.3.1 Structure de test

Un nouveau masque a été conçu sur la base des mesures faites sur les anneaux des échantillons M4921 et M4922 en incluant la réalisation d'électrodes sur les couches dopées N et P de l'échantillon p-i-n M5749.

La partie photonique étant fixée, nous avons repris la conception d'un nouveau masque, permettant la prise de contact sur les couches n et p autour de l'anneau. une coupe et une vue de dessus de la section en anneau est illustrée en Fig. 4.12 et correspondent à un niveau de gravure pour accéder aux couches respectivement dopées N et P, puis deux supplémentaires pour les motifs de dépôts métalliques sur ces couches.

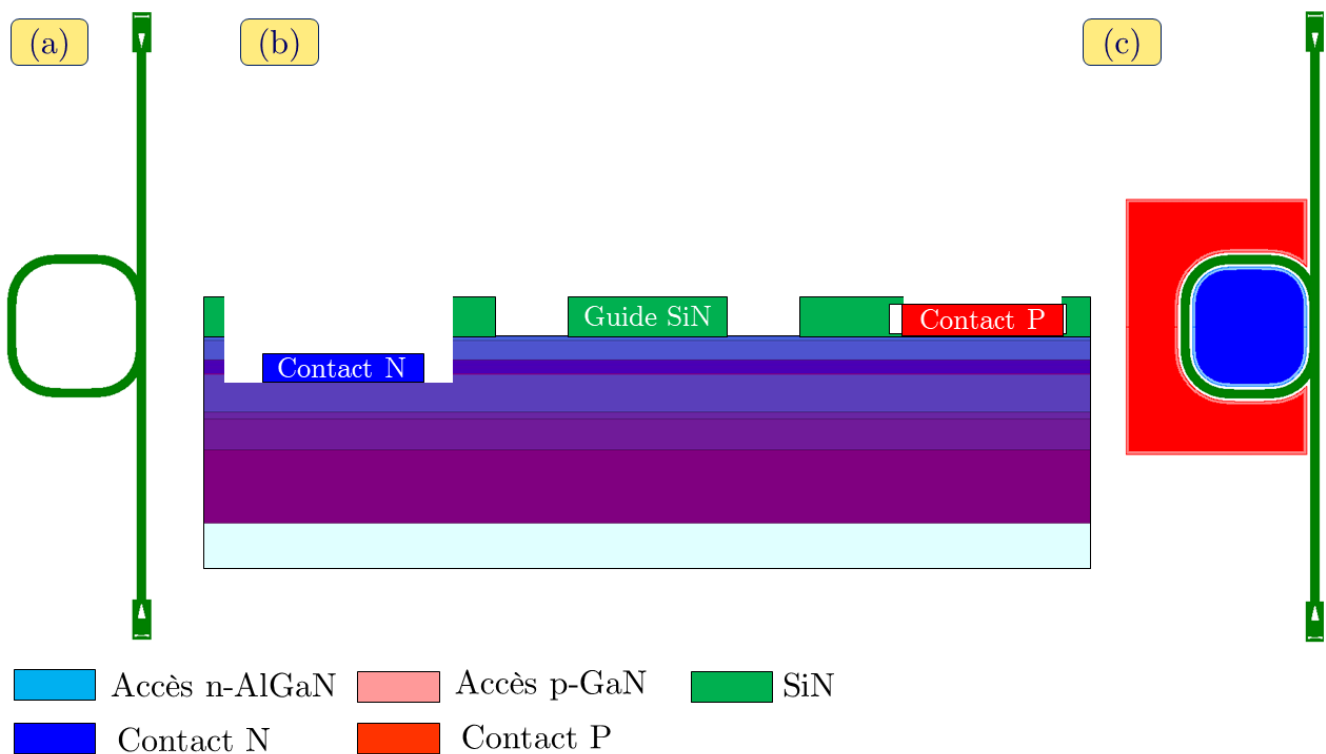


Figure 4.12 – (a) Schéma de l'anneaux résonant du masque M5749 avant le dépôt de couches métallique, (b) Vue en coupe de l'empilement final après dépôt des électrodes, (c) Vue de dessus du modulateur en anneau après dépôt des électrodes

Le procédé de fabrication est explicitée en Annexe . Celui-ci contient une gravure à gauche du SiN, des couches dopées P et des multicouches pour accéder à la couche dopée N sur laquelle est déposée un dépôt métallique pour la cathode. A droite, une gravure du SiN permet d'accéder à une zone mettant à nu la couche III-N dopée P sur laquelle sera déposée l'anode. La Figure 4.12. (c) montre alors la vue de dessus schématique du résonateur en anneau.

Suite à cette définition des couches, nous avons réalisé un masque incluant 11 puces, eux-même incluant un très grand nombre de structures de test incluant des résonateurs en anneaux représentés en Figure 4.13 reproduite de l'Annexe .

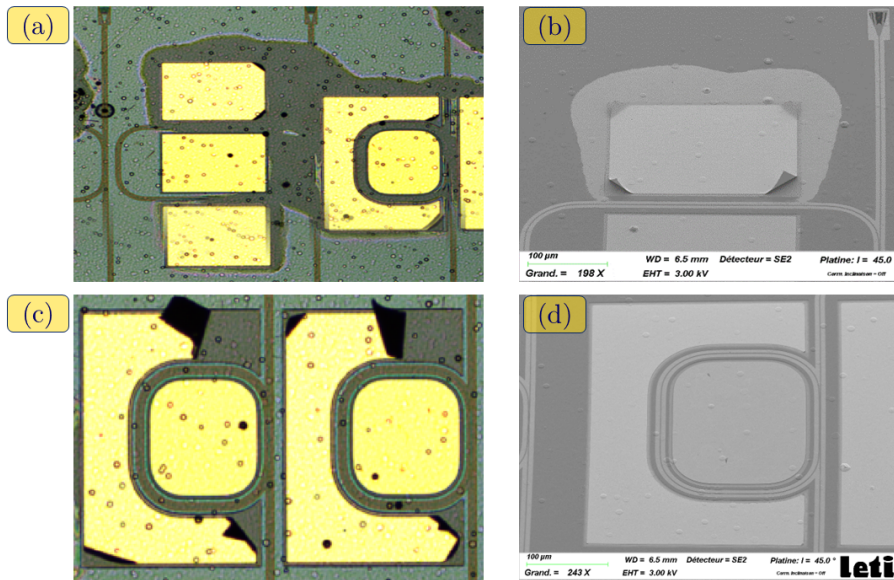


Figure 4.13 – (a) Vue de dessus des anneaux résonants + électrodes avec disparition des structures photoniques (b) Vue MEB des contact métalliques, avec les légers décollent observés, (c) Vue de dessus d'électrodes et structures photoniques intact, (d) Vue MEB d'un résonateur en anneau intact

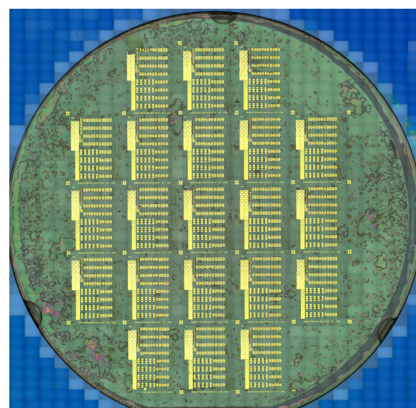


Figure 4.14 – Prise de vue finale de la plaque en fin de fabrication

Les différentes puces et l'aspect final de la plaque sont représentés en Figure 4.14 Cette plaque dispose d'un état de surface très dégradé visible à l'oeil nu en raison des problèmes de rugosité de surface du III-N combinés aux dommages causés par la gravure humide aux structures photoniques. Parmi les structures de test dans chaque puces, nous avons celles dédiées aux mesures en transmission des guides et des coupleurs réseaux, des matrices de résonateurs en anneaux aux paramètres centrés autour de la configuration du couplage critique. Des TLM circulaires caractérise l'ohmicité des contacts N et P et quantifient la résistivité des couches. Des guides d'onde droits et courts entre deux coupleurs réseaux, avec des électrodes positionnées latéralement de part et d'autres servent à mesurer, en fonction de la tension, la



transmission optique. Cela est potentiellement utile pour différencier un effet Pockels d'un effet de dispersion plasma. Cette structure a été ajoutée car nous nous méfions énormément de la présence de porteurs libres dans ces matériaux et nous souhaitons vérifier la présence d'un déphasage par dispersion plasma du fait de la polarisation électrique.

### 4.3.2 Résonateurs en anneaux : mesures électro-optiques

Cette section de caractérisation suit directement la phase de fabrication qui s'est tenue dans de très courts délais et a demandé énormément d'investissements de la part de tous les acteurs du projet. Ces travaux de fabrication se sont terminés en Février 2022 tandis que la fin de mon contrat de thèse s'est terminé en début Avril 2022. Je n'ai donc pas pu assurer la partie de caractérisation électro-optique. Cette tâche a été menée par Yohan Désières et nous fournissons dans cette section les principaux résultats issus de ces mesures. Ces dernières ont fourni des résultats partiels qui nous empêchent pour l'heure de fournir de solides conclusions et nous développerons surtout les perspectives de travaux futurs. Les premières mesures se sont concentrées à vérifier le comportement de diode de la p-i-n ainsi que l'ohmicité des contacts.

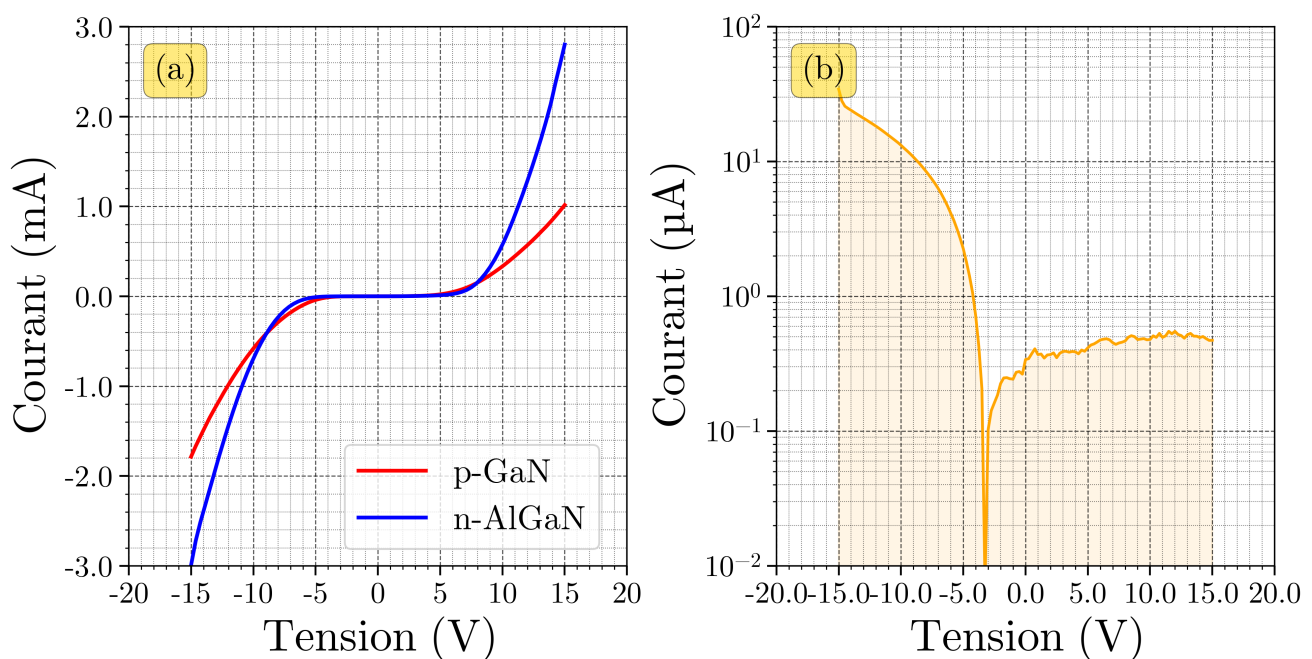


Figure 4.15 – (a) Courbes I-V des couches dopée P et N extraites des TLM circulaires (écart de  $4\mu m$ ) (b) Courbes I-V mesurée sur un des résonateurs en anneau

Une dizaine d'anneaux fonctionnels fut trouvé en régime de couplage critique et un taux d'extinction supérieur à -10 dB. Nous présentons les données extraites d'un anneau disposant d'une longueur de couplage de  $24\mu m$  pour un écart de 300nm. Nous avons alors mesuré la caractéristique I-V en Figure 4.15.(a) des structures TLM afin d'évaluer la résistivité des couches dopées. Les résistances de feuille pour les couches N et P sont mesurées avec des valeurs respectivement de  $150 k\Omega/sq$  et  $750 k\Omega/sq$ , ce qui n'est pas compatible avec le rapport des conductivités habituelles du GaN dopé P et N, ce qui tend à dire que le n-AlGaIn est très résistif pour des raisons non expliquées aujourd'hui. De plus, ces mesures mettent en évidence

la présence de barrières Schottky de plusieurs volts sur les deux types de contacts. Les mesures sur plusieurs TLM de différentes puces sont assez variables mais montrent globalement une barrière d'environ -4V en polarisation inverse, et ce pour les deux contacts.

A cela s'ajoute en Figure 4.15.(b), la caractéristique I-V d'un résonateur en anneaux. La plaque a été soumise à des tensions entre -20 et +20 V dans l'obscurité pour éviter tout courant photo-généré. Nous observons bien une caractéristique d'une photodiode mais avec des niveaux très faibles de courant de quelques  $\mu\text{A}$ . L'injection de courant est, de plus, supérieure d'un ordre de grandeur entre la polarisation inverse et la polarisation directe. Malgré de multiples vérifications des contacts, du schéma d'intégration et du flot de fabrication, nous n'expliquons pas ce comportement mais nous soupçonnons, sans l'avoir vérifié, des phénomènes de fuites électriques entre les couches N et P qui se produiraient directement en dessous du contact P vers la couche N sous-jacente illustrée précédemment en Figure 4.12.

Enfin, les mesures électro-optiques ont pu être faites sur une dizaine d'anneaux en couplage critique avec des résultats assez similaires. Les résultats étant encore fraîchement décantés, nous donnons ici l'exemple de courbes obtenues sur un de ces anneaux. Les spectres obtenus pour des tensions de -15V à +15V sont reportés en Figure 4.16.(a). En agrandissant cette image en Figure 4.16.(c), nous pouvons voir les pics de résonance se déplacer quand la tension va en dessous de -8V. La courbe en bleu la plus à droite correspond à une tension de -15 V tandis que nous observons 6 pic distincts entre -14 et -8 V avec des longueurs d'onde de résonance différentes.

De -8 V à +15 V, nous ne discernons plus de déplacement spectral. De plus, le déplacement des pics de résonance avec des tensions décroissantes se fait vers des longueurs d'onde positives, ce qui signifie une augmentation de l'indice effectif du mode dans l'anneau. Si nous souhaitons tracer le déphasage en fonction de la tension, les pics de résonance sont séparés par un FSR de 1.3 nm et le chemin optique dans l'anneau soumis à une polarisation électrique est de  $710\mu\text{m}$ . Le rapport entre le déplacement d'un pic et le FSR fournit le déphasage normalisé à  $2\pi$ , que l'on normalise ensuite à une longueur de 1 mm en Figure 4.17.(a). Comme attendu, celui-ci n'évolue pas entre 0 et -8 V, probablement à cause des barrières Schottky, mais au-delà de -8V, le déphasage augmente, en passant de  $2.5^\circ$  à -8V (relativement à 0V), à  $21^\circ$  à -15 V. Ce niveau de valeur correspond à environ  $3^\circ/\text{mm}/\text{V}$ , contre les  $8^\circ/\text{mm}/\text{V}$  que nous recenserons sur une p-n silicium à déplétion de porteurs de charge dans le Chapitre 5 (Figure 5.10), de plus l'évolution est positive et linéaire sur 7V d'amplitude comme on pourrait l'attendre d'un effet quasi-Pockels.

Néanmoins, un effet quasi-Pockels ne doit pas modifier la transmission optique en fonction de la tension. Les spectres des anneaux montrent pourtant une augmentation du ratio d'extinction pour des tensions inférieures à -8V en Figures 4.16.(a) et (c). Cette variation a été confirmée sur de simples sections droites de déphaseurs en Figures 4.16.(b) et son agrandi en (c) . Plus précisément, nous pouvons montrer en Figure 4.17.(b) qu'entre 0 et -15 V, nous diminuons les pertes de propagation de 0.8 dB/mm. Cela montre qu'il y a de la déplétion de charge dans la zone sondée par le mode guidé. C'est à ce point que nos travaux se heurtent à un blocage car nous ne pouvons pas savoir s'il n'y a que de la dispersion plasma ou les deux effets simultanément, et encore moins en quelles proportions. A ce stade de l'étude, avec ces premières structures de test, nous ne sommes pas arrivés à conclure sur la contribution de l'effet Pockels sur le déphasage observé.

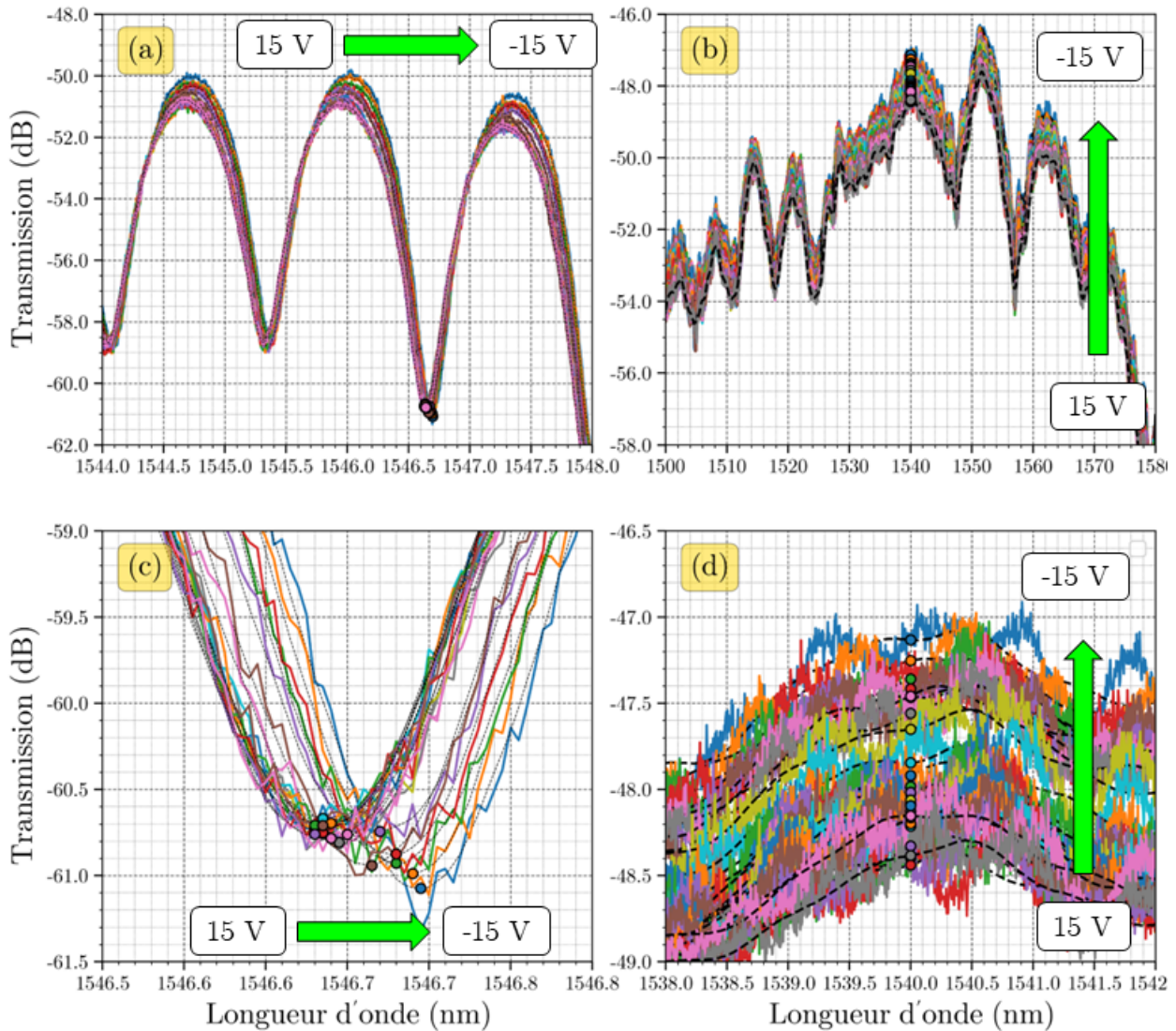


Figure 4.16 – (a) Transmission du modulateur en anneaux pour des tensions de -15 à +15 V, (b) Variation de transmission d'un guide d'onde pour des tensions de -20 à +20 V, (c) Déplacement d'un pic de résonance spécifique entre -15 et +15 V, (d) Agrandissement de la variation de transmission en sortie du guide en fonction de la tension

### 4.3.3 Conclusion et perspectives

En conclusion, nous avons exploré une nouvelle filière matériaux pour la modulation de phase basée sur des composés III-V. En partant de l'état de l'art expérimental et théorique disponible, nous avons proposé un modèle simplifié qui décrit les effets electro-optiques liés aux composantes  $\chi^{(2)}$  et  $\chi^{(3)}$  dans un super-réseau GaN/AlGaIn. Nous avons réalisé un véhicule de test incluant des guides et déphaseurs en anneau basés sur des guides SiN réalisés sur ces empilements GaN/AlGaIn. Malgré les difficultés à réaliser un dispositif fonctionnel du fait de la maîtrise limitée sur la croissance d'empilement GaN/AlGaIn, nous avons pu réaliser un premier véhicule de test et fait de premières mesures électriques sur les structures p-i-n ainsi que des mesures de déphasage. Nous avons expérimentalement mis en évidence la présence d'une déplétion de charges dans le mécanisme de déphasage via l'étude de l'évolution de la transmission

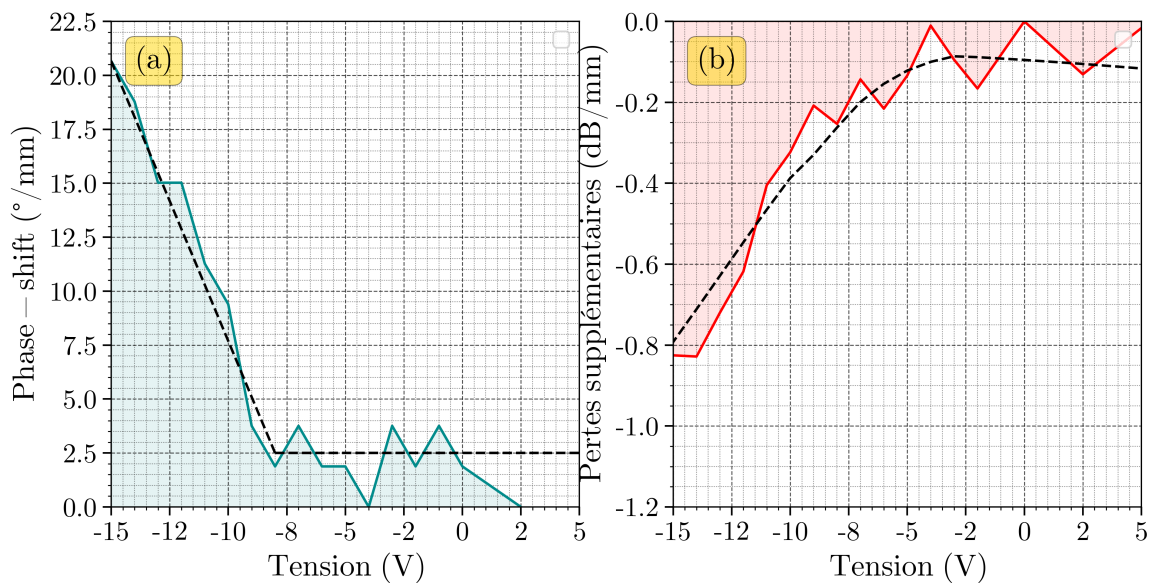


Figure 4.17 – (a) Déphasage induit par une tension sur le modulateur GaN/AlGaN (b) Pertes de propagation supplémentaires induite par une tension sur le modulateur GaN/AlGaN

optique en fonction des tensions appliquée. L'ordre de grandeur du déphasage de  $3^\circ/\text{mm}/\text{V}$  ne nous permet pas de valider la présence ou l'absence d'effet quasi-Pockels car les deux effets de modulation de phase sont concourants. Les perspectives à ces travaux sont multiples et s'articulent autour de deux verrous principaux. En premier lieu la détermination précises des coefficient quadratiques sur ces couches III-N par exemple via des méthodes de caractérisation proposées au LCF de l'Institut d'Optique qui avait été envisagés un temps [127]. Pour mettre en évidence l'effet quasi-Pockels, une option étudiée mais non mise en oeuvre serait de réaliser le phénomène EFISHG sur des guides en réalisant un quasi-accord de phase (QPM) via des motifs périodiques sur des guides et comparer le taux de conversion de seconde harmonique et en trouvant un sous-traitant de découpe à la scie pour permettre une injection d'une pompe de forte puissance par la tranche. Comme perspectives, je proposerai de plus d'utiliser un substrat AlN, bien plus onéreux mais qui permettrait de faire croître une faible épaisseur d'un multicouche GaN/AlGaN afin de maximiser les champs internes tout en réduisant le risque de dislocation par relaxation plastique. Enfin une structure p-i-n verticale pourrait être conservée pour dépléter au maximum les porteurs via une tension statique élevée tandis que des électrodes RF déportées pourraient être utilisées pour distinguer les comportements en fréquence des contributions des effets de porteurs des effets Kerr ou Pockels.



## Caractérisation

5.1	Mesures des composants passifs . . . . .	126
5.1.1	Méthode de mesure des pertes d'insertions . . . . .	126
5.1.2	Caractérisation des composants passifs . . . . .	132
5.1.3	Résultats et interprétation . . . . .	136
5.2	Caractérisation des modulateurs électro-optiques . . . . .	137
5.2.1	Organisation des modulateurs étudiés . . . . .	137
5.2.2	Mesure du déphasage d'un modulateur . . . . .	139
5.2.3	Mesure des pertes de modulateurs . . . . .	145
5.2.4	Mesure de la consommation d'un modulateur . . . . .	149
5.2.5	Influence du dopage et de la largeur des jonctions sur un OPA . . . . .	149
5.3	Caractérisation de matrices à antennes de phase (OPA) . . . . .	153
5.3.1	Banc de mesure OPA . . . . .	153
5.3.2	Observation de premiers faisceaux laser . . . . .	155
5.3.3	Optimisation d'un faisceau laser . . . . .	157
5.3.4	Balayage . . . . .	162
5.3.5	Balayage 2D et Application "display" . . . . .	165

### Axes principaux

- Explique le principe de mesures expérimentales de composants photoniques passifs et en déduit les performances d'OPAs sans modulateurs
- Détaille les mesures expérimentales de plusieurs modulateurs de phase sur 3 masques différents pour en déduire les performances d'OPAs avec modulateurs
- Reporte les principales observations de faisceaux optique en sortie d'OPA, le contrôle de la phase des antennes pour mettre en forme les profils de champs et les faire balayer en deux dimensions

Cette section expose l'ensemble des mesures expérimentales motivées par les problématiques des chapitres précédents. Nous avons expliqué dans les Chapitres 1 et 2 que les OPAs sont des assemblages d'un grand nombre de composants passifs et actifs disposant chacun de pertes d'insertions qui s'accumulent les unes après les autres. Nous avons donc procédé à des mesures statistiques de pertes de chacun pour en déduire un bilan en transmission d'un système complet. Dans le chapitre 3, nous avons étudié l'impact du choix du modulateur de phase sur quatre critères de performances d'un OPA que nous mesurons ici pour différents modulateurs. Enfin nous avons mené des études sur des démonstrateurs d'OPAs dans le but d'observer un faisceau laser, le faire se mouvoir et en déterminer le plus de propriétés possibles. Pour finir, nous discuterons de futurs axes d'améliorations possibles et des projets qui seront toujours en cours après la rédaction de ce manuscrit.

## 5.1 Mesures des composants passifs

Le principal impact des composants passifs durant les phases d'injection de la lumière, de son guidage, de sa division et de son couplage optique vers l'extérieur vient de leurs pertes d'insertions qui s'accumulent à l'échelle du système complet. L'objectif final de cette section est double. En premier lieu, il s'agit de quantifier l'atténuation de chaque composant individuel, et d'en déduire celle du faisceau laser en sortie de l'OPA. En second lieu, nous proposerons les composants passifs pouvant réduire cette atténuation pour de futurs circuits OPA.

### 5.1.1 Méthode de mesure des pertes d'insertions

Durant la conception des masques, nous nous sommes donc demandés comment calculer les pertes d'insertions d'un composant unique, sachant qu'elle peuvent être extrêmement faibles par rapport à la sensibilité d'un détecteur. Par exemple, l'atténuation d'un guide au-delà de 1 mm, ou d'un diviseur optique est situé entre -0.1 et -0.5 dB quand celle d'un coupleur réseau est de l'ordre de -2 dB. Pour cela, nous disposons au CEA LETI d'un banc semi-automatisé en Figure 5.1 permettant un alignement automatique de fibres optiques au-dessus d'une plaque afin d'injecter un signal optique. Des positionneurs mécaniques maintiennent, au-dessus d'une des multiples puces d'une plaque, un réseau de fibres permettant l'injection de lumière en maintenant celles-ci juste au-dessus d'un coupleur réseau dédié. La source laser externe est un dispositif Yenista de type TUNICS T100S-HP illustré en Figure 5.2 que l'on maintient habituellement à une puissance d'environ 3 mW à 1550 nm et dans un intervalle en longueur d'onde de 1490 nm à 1590 nm. Ce signal est ensuite fractionné *via* un diviseur 50/50 Thorlabs en deux signaux, l'un, représenté en orange est dirigé vers un détecteur CT400 qui mesure alors, 50 % de la puissance de la source laser moins les pertes optiques issues des composants optiques macroscopiques. L'autre signal, représenté en noir est dirigé vers le dispositif intégré sur plaque grâce à l'utilisation des coupleurs réseaux. Après propagation dans différents composants photoniques, l'intensité de ce signal est celle de la source laser à 50 %, moins les pertes des composants macroscopiques, moins les pertes de la structure de test sur plaque.

La structure de test photonique, en forte inspiration d'une version précédente utilisée pour des composants à 1310 nm à STMicroelectronics, a été adaptée pour la mesure de composants à 1550 nm et est illustrée dans la Fig. 5.2 en vue de dessus comme une structure à double spirale pour la mesure de pertes optiques. Elle se voit injecter un signal *via* un coupleur d'entrée IN. Le signal passe ensuite par un filtre optique qui assure d'avoir une mode optique de polarisation TE fondamentale. Enfin, le signal est séparé en deux signaux qui sont rigoureusement de même intensité *via* un diviseur optique équilibré vers deux spirales de même longueur.

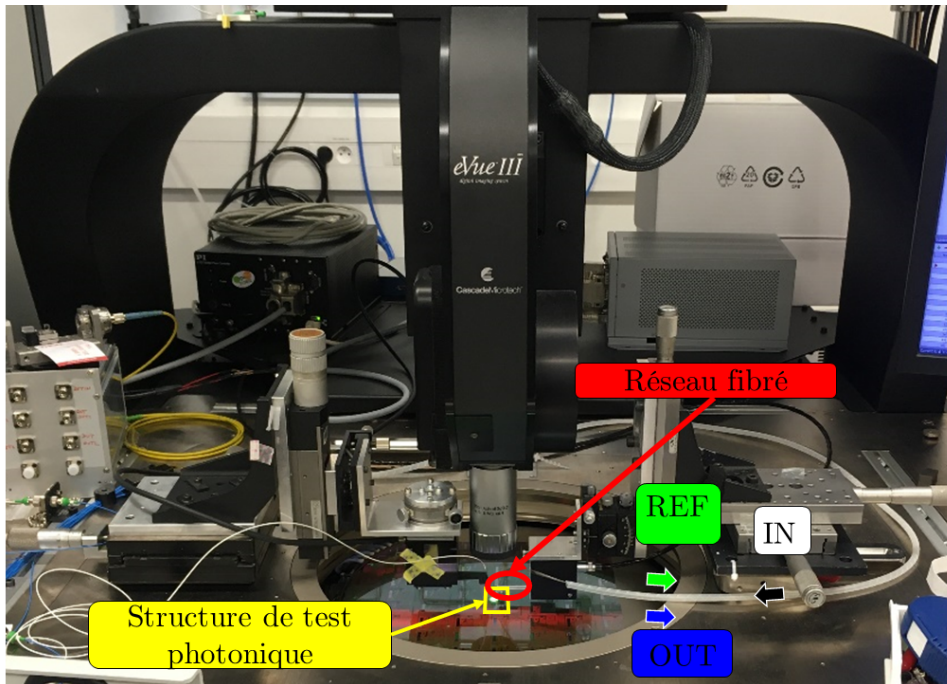


Figure 5.1 – Schéma du montage expérimental

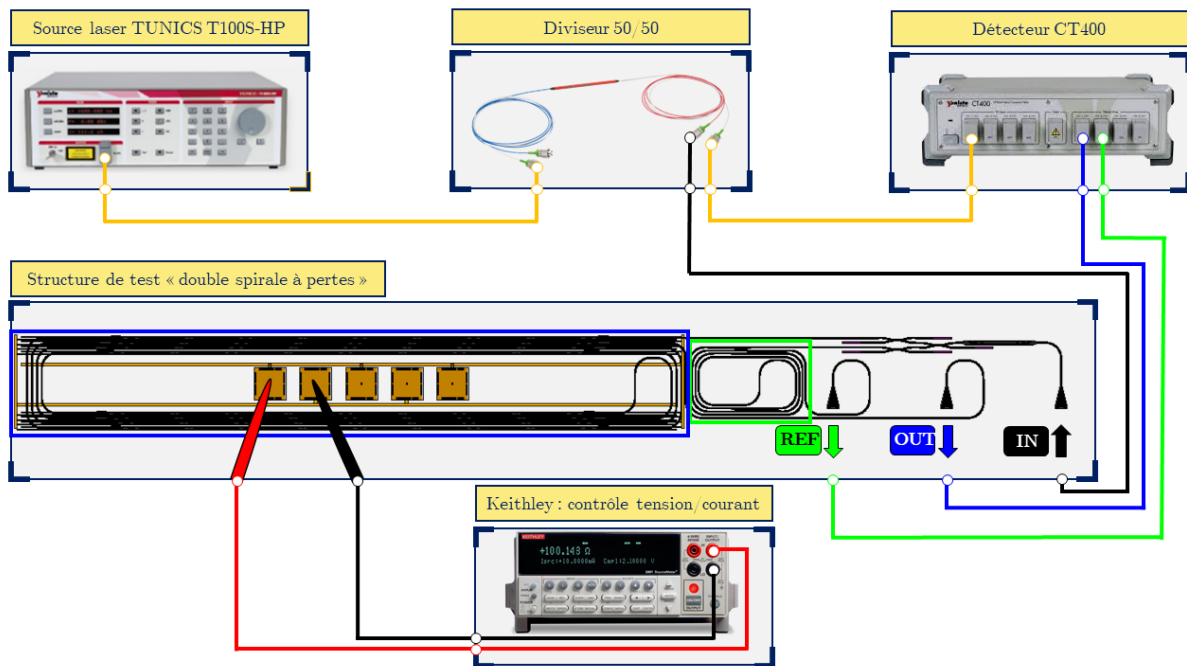


Figure 5.2 – Schéma du montage expérimental utilisé pour mesurer des pertes de composants photoniques

La spirale de droite, encadrée en vert, est la spirale de référence, et ne contient que des guides droits et courbés. L'intensité en sortie de cette spirale est récupérée par le coupleur réseau indiqué par le sigle "OUT". Une atténuation en dB peut être déduite et va être comparée à la seconde spirale. Celle-ci est la spirale de mesure et contient le même nombre et la même longueur de guides droits et courbés que la spi-

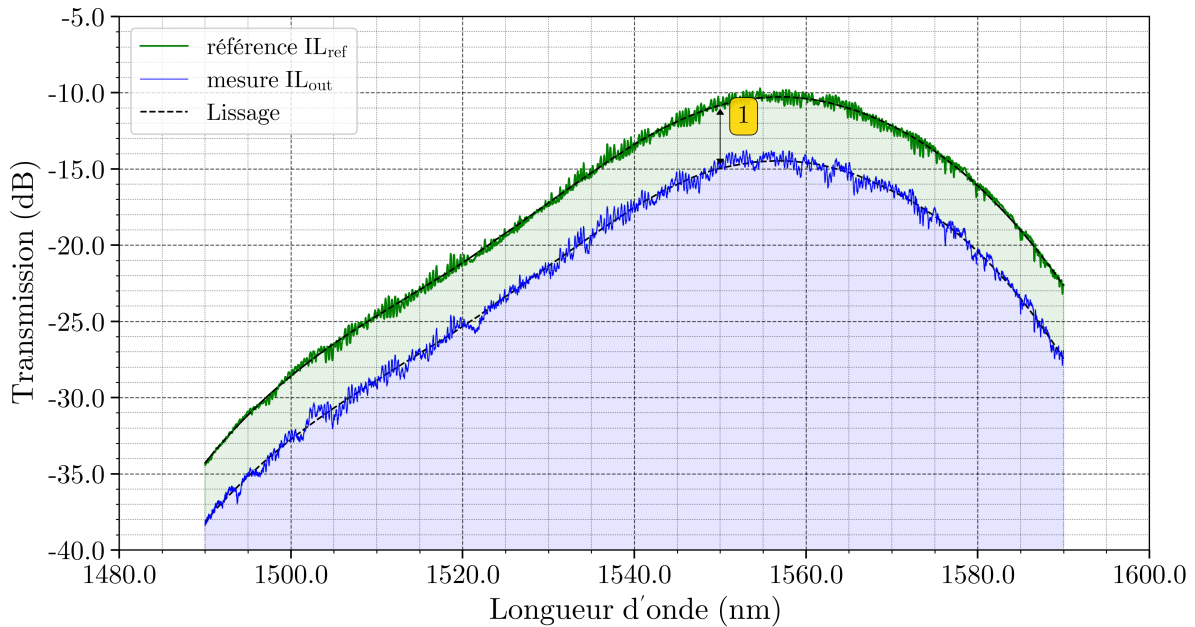


rale de référence, mais nous lui ajoutons une succession de composants photoniques identiques cascades. L'atténuation résultante est récupérée par le coupleur réseau indiqué par le sigle "OUT". En soustrayant les deux contributions, nous obtenons l'atténuation engendrée par tout les composants photoniques, uniquement, et donc pour un composant uniquement en divisant l'atténuation totale par le nombre de composants placés. Enfin, cette structure est adaptée à la mesure de composants actifs comme des modulateurs dont les propriétés optiques sont dépendantes d'une tension ou d'un courant comme nous l'avons vu au chapitre 3. En effet, au milieu de la spirale contenant les composants, nous pouvons voir cinq objets de forme carré qui correspondent en réalité à des contacts électriques dont l'un peut être relié à la totalité des anodes des modulateurs, tandis que l'autre est relié à la totalité des cathodes. Ainsi, en appliquant une tension, l'atténuation en sortie de la spirale de composants peut évoluer tandis que celle de la spirale de référence restera inchangée. Dans le cas de composants passifs mesuré, cette section du montage est inutile et les contacts ne servent que de plateforme aux pointes électriques pour ne pas les endommager sur la couche de passivation.

### Evaluation des pertes d'insertion pour une structure de test

Le fait d'utiliser des spirales pour la mesure de pertes optiques permet de cascader dans une plus petite surface, un plus grand nombre de composants afin d'en retirer des pertes plus conséquentes et d'en déduire par exemple les caractéristiques des guides ou de MMIs. Ce dernier point est d'importance pour la précision de mesure. En effet, le détecteur CT400 dispose d'une incertitude sur la mesure en transmission de -0,1 dB dans les cas optimistes. À cela, nous devons ajouter les incertitudes sur l'alignement des fibres au-dessus des coupleurs réseaux. Ces derniers ont en effet un profil d'émissivité gaussien et selon la position de la fibre, précise entre 100 nm et  $1\mu\text{m}$ , la transmission varie, La fibre ayant un diamètre de  $10\mu\text{m}$ , un désalignement de  $2,5\mu\text{m}$  va induire des pertes typiques de -1 dB, soit 10 fois les pertes d'un composant passif comme un MMI. Des mesures de répétabilité ont donc été conduites sur les bancs de mesures photoniques afin d'établir une incertitude comprenant l'ensemble de ces sources d'erreur. L'atténuation a été mesurée sur un composant, un désalignement volontaire de la fibre a été réalisé, puis une nouvelle mesure a été conduite, en répétant le processus 10 fois. Cela a conduit à une incertitude de mesure "tout inclus" de 0.2 dB. Donc en pratique, si nous mesurons un faible nombre de composants photoniques dont l'atténuation totale est de l'ordre de 0.2 dB, nous ne pourrions rien déduire. *A contrario*, il ne faut pas accumuler trop de composants, car alors il y aura un risque que l'intensité de sortie du signal soit en dessous d'une valeur -80 dBm, soit la limite de détection du CT400 et l'on ne pourra plus rien déduire. Le nombre de composants à implémenter dans une spirale doit donc être choisi judicieusement pour qu'ils atténuent le signal de moins de 80 dB mais fortement plus que 0.2 dB. Les spirales ont donc été dimensionnées de sorte à prévoir une atténuation entre -10dB et -20dB. Afin d'illustrer notre propos, nous affichons en Figure 5.3 les courbes de transmission REF et OUT avec les mêmes codes couleurs qu'en Figure 5.2. Ces mesures sont tirées d'une structure de test de guides MRIB sur le masque ALCOR. La plus grande spirale dispose de 24 mm de longueur supplémentaire de guide d'onde par rapport à la spirale de référence. Nous pouvons donc voir que la courbe de référence en vert, détient une meilleure transmission que la courbe de mesure bleue, car le chemin optique parcouru est plus court. Enfin, là où la théorie prévoit une distribution gaussienne en longueur d'onde de la transmission du fait des coupleurs réseaux, on observe des oscillations qui pourraient s'apparenter à du bruit. Néanmoins, nous attribuons ces variations à des résonances de multiples cavités Fabry-Perot dans les spirales dues à l'ensemble des composants cascades. Cela n'étant pas du bruit aléatoire, nous choisissons de les supprimer en adoucissant le contour des courbes *via* un algorithme de Savitsky-Golay. Celui-ci opère des approximations polynomiales de courbes sur des intervalles restreints et assure la continuité entre chaque intervalle successif. Ici, nous approximations les courbes comme des polynômes de 3e ordre sur des intervalles de 5 nm. Le résultat est représenté en pointillés

noirs. Le point 1 représente la différence en transmission que l'on interpole à 1550 nm afin de quantifier les pertes dues à l'ensemble des composants  $IL_{tot}$ , ici de -4,14 dB.



Grandeur	Formule	Valeur
Longueur L		24 mm
Incertitude $\sigma$		0.2 dB
1 Pertes totales $IL_{tot}$	$IL_{tot} = IL_{out} - IL_{ref}$	4.14 dB
Pertes transition $IL_0$		0.00 dB
Pertes composant IL	$\frac{IL_{tot} - IL_0}{L} \pm \frac{\sigma}{\sqrt{L}}$	$0.17 \pm 0.041$ dB/mm

Figure 5.3 – Spectre en transmission d'une spirale de référence comparée à une spirale de sortie et principe de calcul des pertes d'insertion d'un composant unique.

Une incertitude de mesure accompagne la mesure de la perte totale, dont l'amplitude du bruit est estimée par une déviation standard  $\sigma = 0,2$  dB mesurée sur les bancs du CEA LETI. Suivant cette hypothèse, il est intéressant d'accumuler un maximum de composants dans une spirale à perte pour obtenir une perte totale  $IL_{tot}$  aussi haute que possible de sorte d'être largement supérieure à l'incertitude.

L'écart-type  $\sigma$  de la mesure, et ainsi la précision de mesure, sera d'autant plus améliorée, car elle sera divisée par un nombre  $\sqrt{N}$  de composants ou  $\sqrt{L}$ . La perte d'insertion  $IL$  est fournie dans la dernière ligne du tableau de la Figure 5.3 en formalisme mathématique.

Dans ce cas précis, on obtient comme résultat  $IL = 0,17 \pm 0.04$  dB/mm qui est l'unité traditionnelle pour des pertes de propagation des guides d'onde. Pour la plupart des composants discrets, le résultat est déduit de la même manière, mais fourni en dB.

## Dispersion de mesure à l'échelle d'une plaque entière

Ce résultat fourni n'est alors donné que pour une structure de test, mais ne rend pas compte de la dispersion des résultats à l'échelle d'une plaque entière, car nous travaillons dans le cadre de plaques 200 mm ou 300 mm qui disposent de plusieurs dizaines de puces. Il est alors important d'explorer la dispersion des pertes d'insertions pour plusieurs exemplaires d'une même structure de test *via* la mesure de toute ou d'une partie des puces. Cela afin de pouvoir donner des valeurs de pertes à l'échelle de la plateforme tout entière. En ce cas, nous pouvons opérer la mesure sur le plus de puces possibles. Dans le premier masque ACTARUS, nous avons opéré des mesures sur 10 puces, mais les différences de transmissions entre la courbe de référence et celle de mesure étaient très faibles, inférieures à 1 dB, du fait d'une différence de longueur de guide de 4,8 mm. Cette quantité était trop proche des incertitudes de mesures et a conduit à des résultats très dispersés. Ce défaut a été corrigé sur le masque ALCOR sorti deux ans plus tard avec une mesure sur 18 puces et 24 mm de différence de longueur de guide. À titre comparatif, nous affichons les transmissions de tout ces puces dans la Figure 5.4

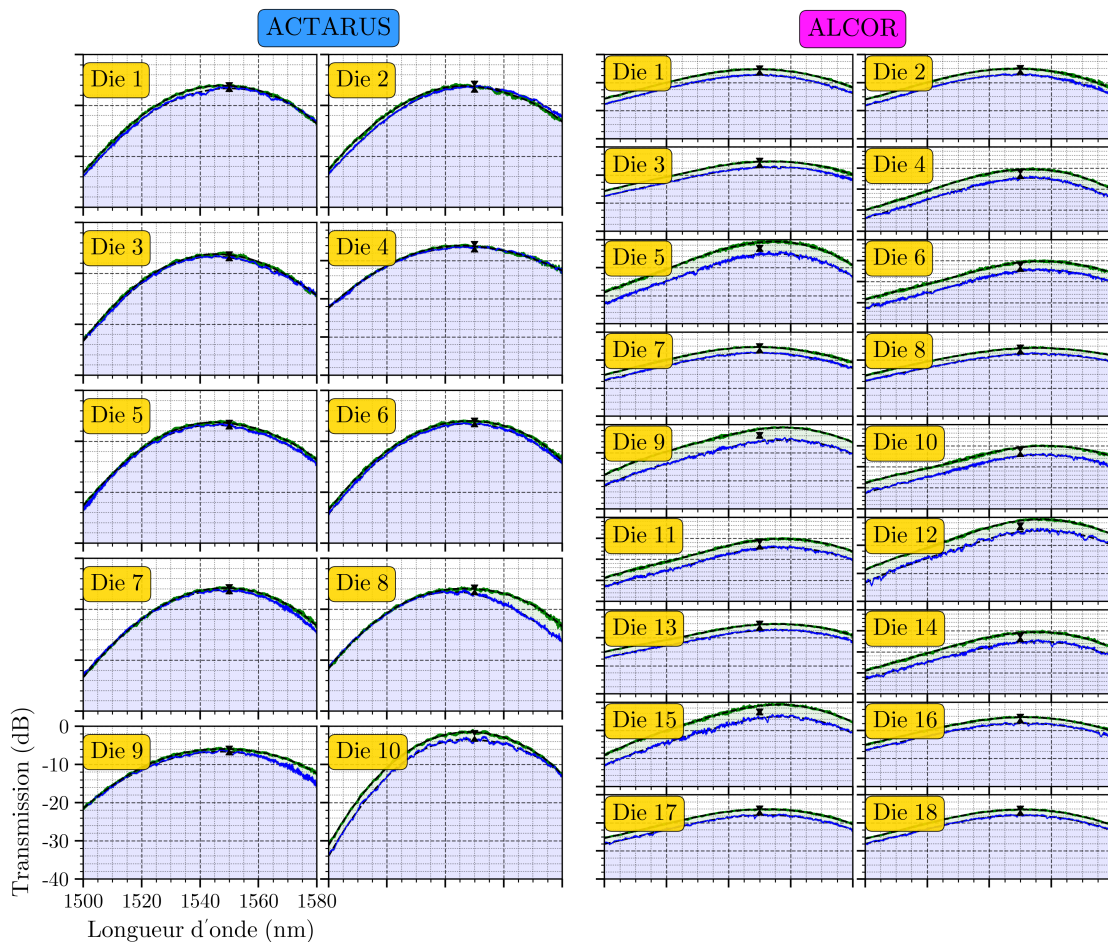


Figure 5.4 – (a) Transmission mesurées sur 10 puce de ACTARUS (b) Transmissions mesurées sur 18 puces de ALCOR

Nous pouvons voir que sur les deux colonnes de gauche correspondant aux mesures ACTARUS, la différenciation des deux courbes n'est pas très lisible, un résultat est possible par la méthode explicitée par la Figure 5.4 mais une dispersion élevée est à attendre. En revanche, les mesures opérées sur ACTARUS

et représentées dans les deux colonnes de droite, montrent une différenciation nette, qui amènera à une dispersion moindre. Afin de quantifier plus précisément la dispersion des mesures, nous utilisons la représentation dites en "violon" qui est explicitée en Figure 5.5.

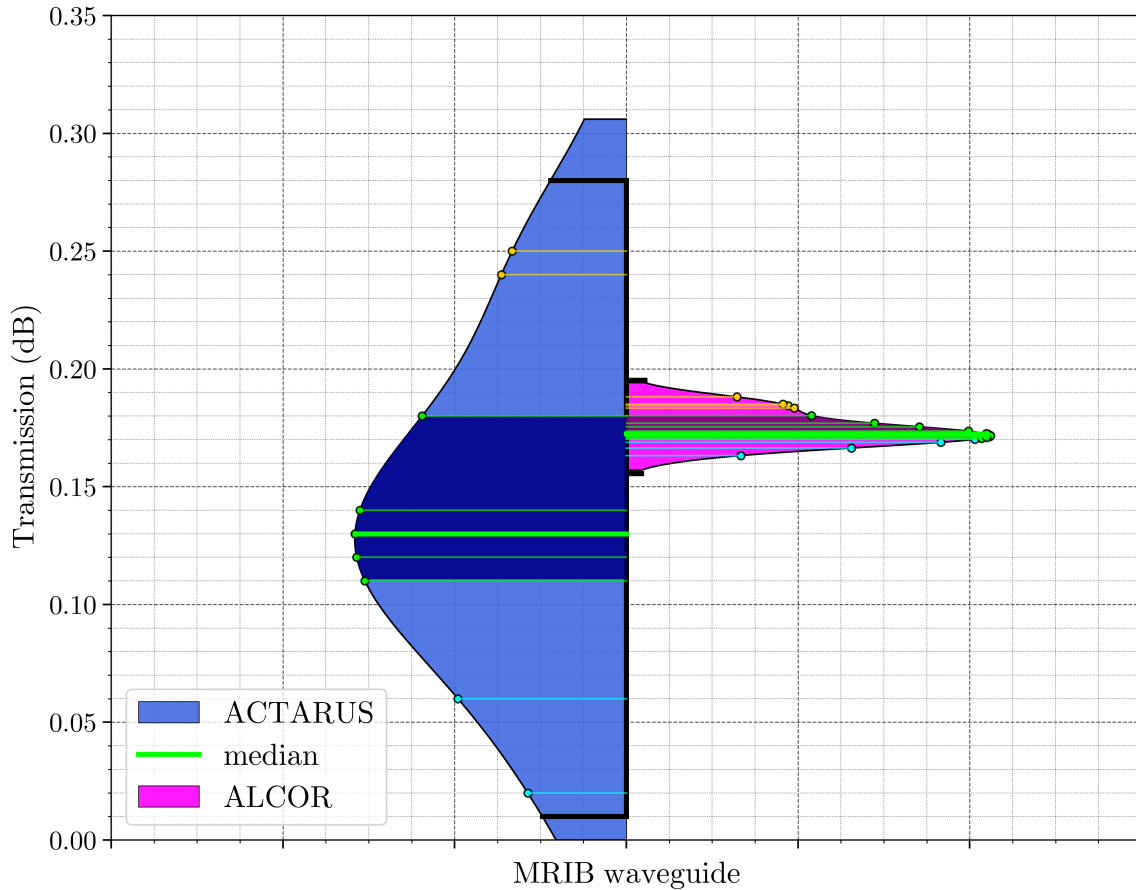


Figure 5.5 – Distribution statistique en "violon" d'un guide MRIB ACTARUS (bleu) et ALCOR(rose) avec médiane des valeurs en vert

Dans cette figure, est affichée en bleu la distribution statistique des pertes d'insertions sur 1 mm de guides MRIB, sur le masque ACTARUS mesurée fin 2021, et représentée. Sur la droite, en magenta, est affichée celle de ALCOR. Les lignes fines colorées terminées par un point sont les valeurs de pertes d'insertion mesurées sur chaque puce. Une ligne grasse verte représente la médiane de cette distribution statistique. La zone bleu sombre ou violet sombre représente l'espace interquartile, c'est-à-dire l'espace contenant les pertes d'insertion étant entre le quart des plus faibles valeurs et celui des plus élevées. Si les pertes d'insertion sont dans l'espace interquartile, qui contient entre 75 % des plus faibles valeurs et les 25 % des plus hautes valeurs, nous les affichons en lignes vertes. Si elles sont sous cet espace, elles sont affichées en cyan; si elles sont supérieures à cet espace, elles sont affichées en jaune. Nous traçons également, des segments noirs en ligne grasse, qui désignent les "whiskers", c'est-à-dire l'intervalle égal à 1.5 fois l'espace interquartiles. Si une mesure est en dehors de l'intervalle borné par les "whiskers", elles sont considérées anormales et peuvent venir d'une structure de test défectueuse, d'une erreur de manipulation de la mesure, ou, dans le cas le plus pessimiste, d'une non-uniformité grave des composants. Dans le cas de la plateforme STMicroelectronics, on s'attend donc à observer un nombre très réduit d'anomalies.

Ces conventions étant posées, nous pouvons observer que la dispersion statistique sur ALCOR est très inférieure à celle de ACTARUS car toutes les mesures décrites précédemment ont été prises. ACTARUS ayant été le premier masque, il nous a fourni un ordre de grandeur satisfaisant des mesures de pertes de propagation des composants pour le reste de la thèse. ALCOR a été le masque permettant d'accéder à des mesures bien plus précises.

En outre, nous voyons dans ces figures que si nous avons pour mission de donner des valeurs de pertes de propagation à l'échelle d'une plateforme technologique telle que PIC50G, et non à l'échelle d'une seule structure de test, nous avons une incertitude de mesure, mais aussi une incertitude de fabrication. Afin de caractériser cette dernière, nous calculons l'écart-type de l'échantillon des valeurs présent dans les whiskers pour donner une incertitude à comparer avec l'incertitude de mesure. Si celle de mesure est supérieure à celle de fabrication, nous considérerons arbitrairement que les structures sont uniformes sur l'ensemble de la plaque. Dans le cas contraire, nous pourrions pointer d'éventuels défauts de fabrication.

## 5.1.2 Caractérisation des composants passifs

### Pertes dans les guides d'onde

Sur le masque ACTARUS, nous n'avons conçu les OPAs que sur le niveau le plus mature, à savoir le niveau MRIB, que ce soit pour les coupleurs réseaux, les guides, les modulateurs ou les antennes. La majorité des mesures ne concernent alors que cette configuration. Comme nous voulions utiliser autant de configurations que possible, le masque ALCOR a poussé l'étude des pertes de propagation sur toutes les configurations, y compris les guides SiN. Enfin le masque TRX9 profite d'un procédé de lissage par recuit sous atmosphère  $H_2$  avec la capacité à diminuer considérablement la charge des pertes optiques par guidage sur l'OPA.

Composant	Masques	Pertes de propagation (dB/mm)	Incertitude de fabrication (dB/mm)	Incertitude de mesure (dB/mm)
MRIB	ACTARUS	0.13	±0.068	±0.1
	ALCOR	0.172	±0.0067	±0.041
	TRX9*	0.045		
DRIB	ALCOR	0.358	±0.014	±0.041
	TRX9*	0.085		
STRIP	ALCOR	0.38	±0.018	±0.041
	TRX9*	0.095		
	HPLA	0.35		±0.1
Guide SiN	ALCOR*	0.592	±0.0054	±0.035

\* Lissage des guides par recuit  $H_2$  au CEA LETI

\* Présence de liaisons N-H absorbantes à 1550 nm

Table 5.1 – Résumé des pertes de propagation de guides d'onde mesurées sur différents masques

Dans la Table 5.1, nous affichons pour différents masques et quatre configurations de guide d'onde les pertes de propagation mesurées en dB/mm avec les sources d'incertitudes de mesure et de fabrication. Pour la première configuration MRIB, nous pouvons voir que les guides sous ACTARUS et ALCOR pré-

sentent des pertes de propagation similaires mais avec des incertitudes de mesures dix fois plus élevées pour ACTARUS et des incertitudes de fabrication bien supérieures à celles de mesure. On voit bien ici l'intérêt d'avoir des guides d'onde suffisamment longs pour les mesures de pertes. Le problème se règle sur ALCOR où les incertitudes de fabrication sont négligeables par rapport à celles de mesure, signe que ce type de guide est uniforme à l'échelle d'une plaque entière. A cela, nous ajoutons une troisième valeur tirée d'une mesure sur TRX9, masque CEA LETI, sur laquelle nous n'avons pas opéré d'analyse statistique, mais qui présente une amélioration significative des pertes du fait du lissage  $H_2$  en présentant des pertes de propagation de 0,045 dB/mm, soit presque 4 fois moindres. Nous verrons en Figure 5.6 que selon le nombre d'antennes utilisées, les pertes optiques du guidage optique dépassent plusieurs dB qui peuvent être réduites à quelques dixièmes de dB *via* l'usage du lissage  $H_2$ .

Concernant les guides DRIB, qui seront utilisés pour les modulateurs en raison du meilleur confinement optique de mode améliorant le déphasage, le prix à payer sont des pertes de propagation à 0,36 dB/mm, soit environ deux fois plus élevées. Pour rappel, les guides DRIB sont utilisés pour améliorer l'efficacité de déphasage des modulateurs[91] mais étant donné des pertes de propagations deux fois plus élevées, une discussion du rapport déphasage sur pertes peut se mener entre un modulateur MRIB ou DRIB. Néanmoins, les procédés de lissage ont permis de descendre les pertes de rugosité à 0,085 dB/mm sur TRX9. Autrement dit, ces derniers perdent environ deux fois moins que les guides MRIB classiques. Comme nous l'avons précédemment vu en Figure 3.16, des diminutions de pertes d'une telle ampleur sont une véritable amélioration pour les modulateurs p-n.

Les guides STRIP, utilisés juste en amont des antennes de sortie disposent de pertes plus élevées de 0,38 dB/mm (0,095 dB/mm dans le cas du lissage). On peut considérer que leur utilisation doit être plus limitée et nous ne nous en servons sur ALCOR que sur des OPAs au niveau de la partie émission des antennes pour limiter cet impact. Enfin, les guides SiN qui sont réputés offrir des pertes de propagation bien plus faibles que celles dans le Si, du fait du confinement optique plus faible et donc d'une sensibilité moindre à la rugosité, présentent ici des pertes de 0,59 dB/mm. Cela vient du fait de la présence de liaisons hydrogène-azote qui ont une interaction résonante à 1550 nm. Ces liaisons sont présentes dans le procédé de dépôt du SiN (PECVD) et il est difficile de déposer une couche de SiN sans ces liaisons. On peut citer la méthode de dépôt PVD qui produit des SiN plus riches en silicium. Cependant, ces couches déposées souffrent de pertes de propagation plus élevées que leur contrepartie PECVD sans interaction avec les liaisons N-H et de contraintes mécaniques plus élevées de type compressives pouvant créer des délaminations. Cette utilisation du SiN pour réduire les pertes n'est en conséquence pas adaptée à la longueur d'onde de 1550 nm, à moins d'utiliser une longueur d'onde légèrement différente telle que 1580 nm où les pertes de propagations sont bien plus faibles et égales 0,12 dB/mm, d'après l'analyse des courbes de transmission. Un autre aspect du SiN dans l'absolu est son insensibilité à la TPA, phénomène non-linéaire augmentant l'absorption du matériau quadratiquement avec l'intensité injectée, et pouvant fortement gêner les applications OPA à forte puissance optique. La possibilité de bénéficier d'une arborescence de MMI et de guides en SiN avant la partie modulatrice sous silicium est alors intéressante s'il est possible de diminuer les pertes de propagation linéaire. Malgré ces derniers résultats peu probants sur le SiN, nous démontrerons en section 5.1.2 des diviseurs optiques en SiN à faible perte et en section 5.3.3, la faisabilité technique d'OPAs hybrides Si/SiN.

## Transitions optiques entre configurations

La dernière remarque sur l'hybridation Si/SiN a orienté également l'étude des transitions optiques entre des guides d'une configuration à une autre, voire entre le silicium et le SiN. En particulier, comme des

OPAs de ALCOR exploitent la totalité des configurations, il a fallu quantifier les pertes d'insertion durant la transition en espérant qu'elles ne soient pas trop intenses. Les transitions entre deux configurations de silicium étaient conçues initialement à 1310 nm et ont été retravaillées pour 1550 nm de sorte à limiter les pertes en-dessous de 0.1 dB. Les résultats sont résumés en Table 5.2 :

Composant	Masques	Pertes d'insertion (dB)	Incertitude de fabrication (dB)	Incertitude de mesure (dB)
<b>Transitions</b>				
MRIB vers STRIP	ALCOR	0.02 dB	±0.001 dB	±0.015 dB
MRIB vers DRIB	ALCOR	0,02 dB	±0.004 dB/cm	±0.015 dB
MRIB vers SiN	ALCOR	0,11 dB	±0,004 dB	±0,015 dB

Table 5.2 – Résumé des valeurs de pertes des transitions entre différentes configurations

Pour obtenir ces résultats, nous avons utilisé des spirales de mesure comportant 168 transitions afin d'atteindre des pertes de 5 à 20 dB selon les types de transition. Ce niveau de valeurs étant suffisant pour être mesuré, nous avons pu en déduire une moyenne, avec un écart-type sur la mesure réduit de  $0,2\text{dB}/\sqrt{168}$  malheureusement du même ordre de grandeur que les valeurs d'un centième de dB. Autrement dit, les transitions entre configurations du silicium ont des pertes optiques négligeables bien qu'incertaines. La transition du silicium vers le SiN est de l'ordre de 0,1 dB, soit 10 fois plus élevée, mais reste très faible. On peut considérer que l'on néglige leur contribution sur la suite, et de ce fait que l'on peut tout à fait réaliser des OPAs hybrides Si/SiN.

## Diviseurs optiques

Nous pouvons réaliser des arborescences de diviseurs optiques dans à peu près toutes les configurations possibles. Nous nous concentrons sur trois principes dans cette section. En premier lieu celle en MRIB testée sur ALCOR et ACTARUS, mais également la configuration STRIP. Nous avons précédemment indiqué que les guides STRIP ont des pertes de propagation importantes. Néanmoins, dans le cas des arborescences, les parties courbes des guides d'onde ont un rayon de courbure quatre fois plus petit que les guides MRIB. En conséquence, les branches de l'arbre forment un réseau plus compact. Ceci est dû au confinement optique bien plus élevé dans les guides STRIP, par rapport aux guides MRIB. Pour la même raison, il est également possible de concevoir des diviseurs optiques STRIP bien plus compacts et ainsi compacter l'arbre de division. Enfin, en accord avec la partie précédente, nous testons des MMIs en SiN tirés du travail de conception de Daivid Fowler au CEA LETI. Les résultats des mesures sont présentés en Table 5.3.

On remarque alors que la plupart de ces MMIs ont des pertes d'insertions très similaires autour de 0.15 dB. C'est à la fois une bonne et une mauvaise nouvelle, car cet ordre de grandeur est très bon dans l'état de l'art, mais malheureusement, leur utilisation dans des OPAs à 1024 antennes nécessitant dix étages de division va engendrer un facteur 10 dans les pertes de ces diviseurs. La valeur d'un composant individuel est alors critique, car entre 0,1 et 0,2 dB, cela signifiera entre 1 et 2 dB de pertes dans le système complet. Nous avons négligé dans ce travail le déséquilibre des bras qui pourrait avoir une conséquence néfaste supplémentaire. Nous observons alors que le MMI de configuration MRIB, est celui qui dispose des meilleures pertes d'insertion de 0,13 dB sur ALCOR, contre 0,14 sur le STRIP et 0,18 dB pour le SiN. Sur la base de ces valeurs, un bilan des pertes sur les pertes totales de l'arborescence sera établi en Figure 5.6.

Composant	Masques	Pertes d'insertion (dB)	Incertitude de fabrication (dB)	Incertitude de mesure (dB)
<b>Diviseur optiques</b>				
MRIB	ACTARUS	0.112	±0.012	±0.022
	ALCOR	0.131	±0.0095	±0.017
STRIP	ALCOR	0.142	±0.0073	±0.014
SiN	ALCOR	0.188	±0.0098	±0.017

Table 5.3 – Résumé des valeurs de diviseurs optiques mesurées sur différents masques

Le coupleur étoile de HPLA expliqué en Figure 2.16 n'a lui pas été mesuré durant ce travail de thèse.

### Coupleurs réseaux

La détermination des pertes des coupleurs réseaux est une procédure bien plus difficile à effectuer, car il n'est pas possible de cascader ces coupleurs réseaux et le mieux que l'on puisse faire et d'en associer une paire avec une très faible longueur de guide d'onde. Mais on ne peut pas estimer facilement les pertes optiques présentes dans le réseau à fibre lui-même, ni les pertes optiques dues à un mauvais alignement de la fibre au-dessus du coupleur qui se répèterait sur l'ensemble des mesures. L'alignement de la fibre est réalisé de manière automatique suivant les deux axes horizontaux x et y par optimisation de la transmission, c'est-à-dire que la fibre se déplace avec une résolution de 100 nm à  $1\mu\text{m}$ , ce qui permet d'approcher le maximum de transmission. Mais un doute subsiste toujours sur l'angle de la fibre et/ou la hauteur de celle-ci par rapport au coupleur réseau en l'absence d'automatisation de ces paramètres. Aussi, dans le cas d'ACTARUS, nous avons estimé les pertes des coupleurs en retranchant la contribution des guides d'onde pour déduire une valeur de 1,9 dB. Sur ALCOR, nous avons installé des structures coupleur à coupleur directement reliées par un court guide d'onde. Nous avons alors déduit des pertes de l'ordre de  $1,75 \pm 0,14$  dB. Cela est significatif, car réduisant la puissance du laser d'un tiers même si nous sommes, ici, dans un cadre expérimental et que nous pouvons imaginer un couplage par la tranche pour des OPAs réellement appliqués et qui serait un moyen de radicalement diminuer cette contribution. Enfin, nous avons installé en aval des coupleurs un filtre de mode pour s'assurer de la pureté du mode TE. En effet, les guides au niveau de l'injection étant MRIB, il peut exister des modes dit, de "slab" présents dans les couches de 150 nm d'épais et pouvant bruyier la mesure. Le filtre de mode consiste à très fortement doper les parties périphériques de la couche gravée, pour les absorber plus que le mode TE qui est confiné au niveau du guide. La présence de dopage peut susciter des inquiétudes sur les pertes d'insertions. Nous avons donc également mesuré ce composant qui sera intégré systématiquement entre le coupleur réseau et l'arborescence de MMIs. Les pertes de ce dispositif ont été évaluées à  $0,05 \pm 0,02$  dB et nous avons qualitativement observé une réduction des oscillations dans les courbes de transmission. Son utilisation pour un OPA n'est pas indispensable selon le rapport de bénéfice entre les pertes induites et la qualité du faisceau résultant. Néanmoins, il a été systématiquement utilisé en aval du réseau de couplage d'entrée sur les structures de test et les OPAs. De même le masque HPLA a permis de parfaitement mener des mesures malgré les pertes d'insertions de -9.5 dB des coupleurs dédiés et gravés sur les niveaux 500 nm et 300 nm au lieu de 300 nm - 150 nm.

Enfin, on peut se poser des questions sur les pertes des antennes, c'est-à-dire leur directionnalité. Malheureusement, cette donnée est plus difficile à obtenir, car elle n'est pas conçue pour se coupler à une fibre.



Composant	Masques	Pertes d'insertion (dB)	Incertitude de fabrication (dB)	Incertitude de mesure (dB)
<b>Couplage optique</b>				
Coupleur réseau	ACTARUS	-1,8		
	ALCOR	-1,8		
	HPLA	-9,5		
Filtre de mode	ALCOR	0,05 dB	± 0.001	± 0,02

Table 5.4 – Résumé des valeurs de pertes des coupleurs réseaux et filtres de mode

C'est une problématique que nous avons décidé de ne pas aborder dans cette thèse. Mais cette question pourrait se traiter *via* un montage expérimental dédié où la sortie de l'OPA serait pointée vers des lentilles de collimation dirigée vers une sphère intégrante afin de faire le bilan de puissance d'une antenne ou d'un réseau d'antennes. Enfin des simulations ont été faites durant la conception de ces antennes par D. Fowler et S. Guerber et montrant des directionnalités de l'ordre de 55 à 66 % selon l'emploi, respectivement d'antennes corruguées, ou d'antennes corruguées à gravure partielle. Cela correspond à des valeurs de pertes d'insertion élevée entre 2 dB et 3 dB et des études sont en cours pour améliorer significativement la directionnalité et de diminuer ces pertes.

### 5.1.3 Résultats et interprétation

Les différents composants ayant été mesurés, nous bénéficions de suffisamment d'éléments pour quantifier les pertes de la partie passive d'un OPA. Avec le recul de toutes ces mesures, nous pouvons imaginer produire des OPAs utilisant une ou plusieurs configurations de guides. Dans la figure ci-dessous, nous modélisons les pertes totales d'un OPA en fonction de son nombre d'antenne en incluant les pertes de chaque MMI et chaque longueur de guides en configuration MRIB et STRIP. La configuration SiN n'est pas prise en compte étant donné le niveau élevé de pertes. En premier lieu, l'injection de lumière ne peut se faire qu'avec les coupleurs réseaux MRIB, et nous considérons leurs pertes ainsi que celle du filtre de mode. L'arborescence sera plus ou moins large selon la configuration MRIB ou STRIP du fait des rayons de courbure minimums autorisés, respectivement de  $10\mu m$  et  $40\mu m$ . Cela induira des longueurs variables et donc des pertes optiques totales différentes. Après l'arbre de division, la partie modulation n'est pas prise en compte dans cette figure, car les pertes occasionnées ne dépendent pas du nombre d'antennes. Enfin, le rapprochement des antennes se fait *via* des guides de différentes longueurs, avec une perte que l'on peut approximer comme une moyenne des pertes de chaque guide. Les deux configurations sont affichées en bleu et rouge, auxquelles nous ajoutons deux courbes supplémentaires avec les mêmes configurations, mais bénéficiant du lissage des flancs des guides par recuit  $H_2$ . Les pertes des antennes, enfin, ne sont pas non plus prise en compte, car elles pourront s'ajouter par la suite, indépendamment du nombre d'antennes.

Sur ces courbes nous pouvons constater que les OPA constitués de guides et de MMIs en configuration "MRIB" permettent de réduire les pertes quel que soit le nombre d'antennes visées. En particulier pour un nombre d'antennes proches des spécifications établies en Table 2.1 tel que 1024 antennes, 2 dB peuvent être conservés avec un OPA MRIB, avec des pertes optiques néanmoins élevées de plus de 5 dB, soit presque 75% d'atténuation. En utilisant un recuit  $H_2$  pour lisser les flancs, une amélioration très significative des flancs des guides STRIP permet de descendre les pertes d'un OPA STRIP lissé, en dessous d'un

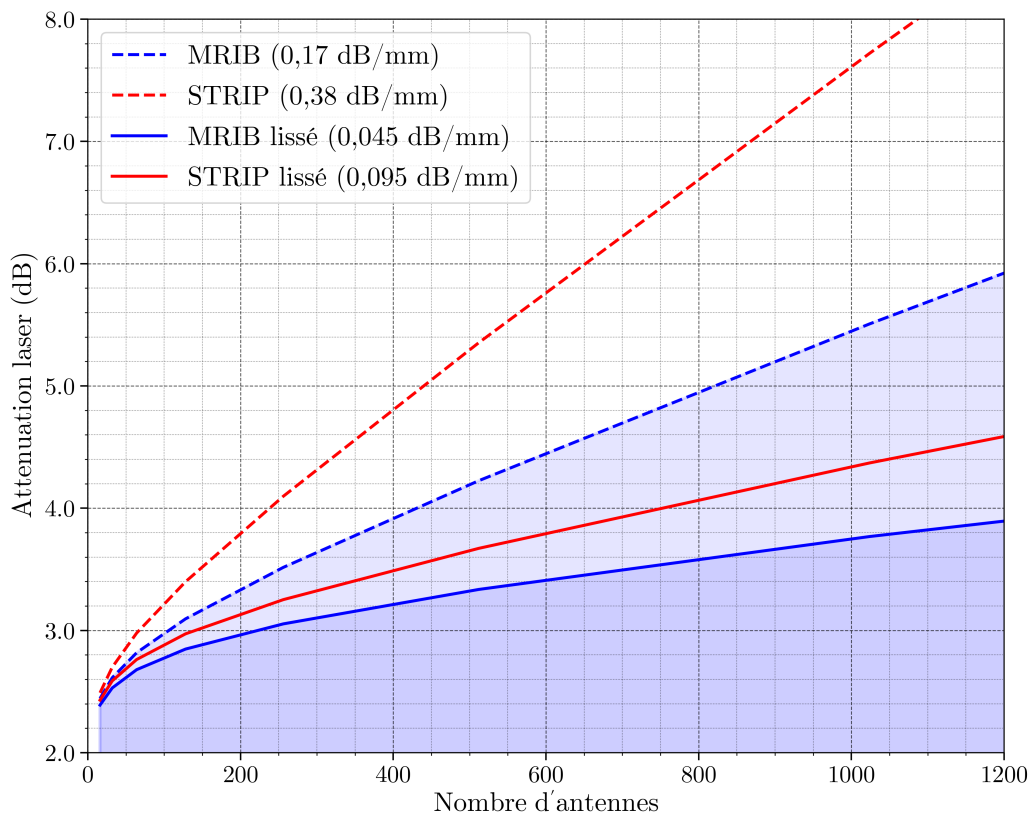


Figure 5.6 – Evolution des pertes d'OPA (modulateurs + antennes non pris en compte) en fonction du nombre d'antennes déduite à partir des pertes d'insertions mesurées expérimentalement des composants individuels

OPA MRIB non lissé à 4.4 dB. Un OPA MRIB lissé dispose, quant à lui, des plus faibles pertes de 3.8 dB, mais l'amélioration est moins importante. Cette différence d'amélioration vient du fait que pour un guide STRIP, 300 nm de flancs sont lissés quand un guide MRIB ne voit que seulement 150 nm de flancs lissés. Néanmoins, il est préférable de s'appuyer sur des guides MRIB avec recuit  $H_2$  si nous ne disposons que d'un niveau silicium. Malgré tout, les pertes totales restent supérieures à -3 dB ce qui reste conséquent à l'échelle d'un système LiDAR. Pour abaisser encore cette atténuation due aux passifs, nous considérons que l'axe le plus prometteur serait de s'appuyer sur des dépôts SiN déposés à recuit haute température qui disposent de très faibles pertes[128] de l'ordre du dB/m bien que cela implique des problèmes d'intégration supplémentaires.

## 5.2 Caractérisation des modulateurs électro-optiques

### 5.2.1 Organisation des modulateurs étudiés

Cette section se propose d'étudier l'impact des modulateurs sur les performances des OPAs. La première d'entre elles sera leur capacité à déphaser le signal optique en fonction d'une tension appliquée. Ce déphasage, qui sera mesuré par unité de longueur, permettra de déduire la longueur du modulateur nécessaire pour atteindre  $2\pi$  dans la limite des tensions applicables imposées dans le chapitre 3, pour rappel de 3,3 V pour les jonctions p-n et 1,2 V pour les jonctions p-i-n. Ensuite, nous mesurerons les pertes des modula-

teurs, de la même manière que la section précédente, mais en fonction de la tension appliquée. Enfin, nous étudierons la consommation en puissance électrique de ces différents modulateurs pour en extrapoler celle d'un système OPA.

Nous disposons pour nos travaux des trois masques ACTARUS (2019), TRX9 (2020) et ALCOR(2022) contenant chacun des types de modulateurs comme expliqué en section 2.2.2. Le masque ACTARUS ayant pour but de démontrer des OPAs utilisant des modulateurs p-i-n. Le masque TRX9, issu du CEA LETI, se proposait lui de démontrer un des tout premiers OPAs à base de jonction p-n à déplétion. Le masque HPLA se propose de mesurer l'efficacité de déphasage d'un modulateur thermique Si - TiN utilisé dans des OPAs co-intégrés avec un laser III-V/Si. Enfin, le masque ALCOR intégrait une distribution de p-i-n et p-n à largeurs de jonction variable pour confirmer les simulations effectuées dans les figures 3.13. De plus, il intégrait trois répliques de plaques avec des dopages au niveau des jonctions plus faibles afin d'étudier l'impact sur les pertes optiques, et ce pour compléter les simulations exposées dans les sous-figures 3.16.

Plus concrètement, les largeurs de jonctions intrinsèques testées s'échelonnaient de la valeur standard de 1050 nm, à des valeurs plus élevées de 1750 nm, 2450 nm et 3150 nm. L'objectif étant d'évaluer les pertes moyennes de chaque p-i-n et de confirmer si l'élargissement de ces jonctions pouvait baisser les pertes sans augmenter la consommation ou la longueur du modulateur. Confirmer ce résultat permettrait de proposer de futures p-i-n avec de bien plus faibles pertes. Enfin, les valeurs de dopage testées ne peuvent qu'être approximées car les variations d'implantation ont été faites sans simulations TCAD dédiées. Néanmoins, les valeurs visées de ces dopages est résumée en Table 5.5. Les plaques sont numérotées A, B, C, D et la plaque A est une plaque standard avec des niveaux de dopages N et P respectivement attendus à  $6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et  $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Connaissant les concentrations et niveaux d'énergie des doses des plaques et en utilisant la plaque A pour référence, nous pouvons fournir des valeurs grossières de dopages attendus, mais qui restent à estimer. La plaque B vise à diminuer d'un facteur 10 le dopage N car d'après l'équation (1.7), c'est lui qui est censé générer le plus de pertes par unité de déphasage. La plaque C vise à s'approcher le plus des optimums de dopages, proches de  $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Enfin la plaque D est une tentative de baisser au maximum possible les deux dopages simultanément à quelques  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . D'après les simulations sur les jonctions p-n dans les sous-figures 3.16.(c) et (e), nous porterons une attention toute particulière à la plaque C. La plaque D est également une tentative pour de futurs collages de siscap III-V/Si décrites en Fig. 2.21 et dont les valeurs de dopages ont été quantifiées en Fig. 3.19, car les simulations en Figure 3.19.(e) prédisent des dopages optimisés aux valeurs de la plaque D.

Plaque	Dopage $\text{cm}^{-3}$ N	Dopage P $\text{cm}^{-3}$	Commentaires
A	$6 \cdot 10^{17}$	$3 \cdot 10^{17}$	Dopages standards
B	$6 \cdot 10^{16}$	$1.5 \cdot 10^{17}$	Baisser au maximum le dopage N
C	$1 \cdot 10^{17}$	$3 \cdot 10^{17}$	Ramener les dopages aux optimums simulés
D	$6 \cdot 10^{16}$	$3 \cdot 10^{16}$	Baisser les deux dopages au maximum

Table 5.5 – Estimation des valeurs d'implantation P et N au niveaux des jonctions p-n à déplétion sur les quatre plaques ALCOR

Au total, nous disposons donc de 16 combinaisons : 4 dopages pour les p-n à déplétion et 4 largeurs pour les p-i-n à injection, avec pour objectif de déduire pertes, consommation et longueur à chaque fois. La première mesure à faire est celle du déphasage car elle nous permettra d'en déduire la longueur  $L_{2\pi}$  qui sera intégrée aux mesures suivantes de pertes de propagation et de consommation pour en déduire les performances des OPA.

## 5.2.2 Mesure du déphasage d'un modulateur

Afin de mesurer le déphasage d'un modulateur en fonction de la tension appliquée, nous utilisons des interféromètres de Mach-Zehnder dont l'un des bras est équipé d'un modulateur de phase actif. L'un des deux bras est plus long que l'autre de  $75 \mu\text{m}$  de sorte que la transmission en sortie de l'interféromètre présente des pics de résonances en fonction de la longueur d'onde utilisée entre 1500 nm et 1600 nm. L'explication à cela est que les chemins optiques étant différents, seules certaines longueurs d'onde spécifiques auront exactement la même phase en sortie de l'interféromètre, auquel cas, l'intensité de sortie sera maximale. Au contraire, certaines longueur d'onde spécifiques seront en opposition de phase et les modes optiques vont interférer de manière destructive. C'est à dire que les deux modes guidés dans chaque bras vont interagir pour se coupler à un mode radiatif qui va rayonner hors de la structure. La conséquence à cela en est que l'intensité de sortie sera très fortement dégradée à ces longueurs d'onde précises, d'où la présence de creux de résonances dont l'intensité est très faible. L'architecture de l'interféromètre est présentée ci-dessous en Figure 5.7.

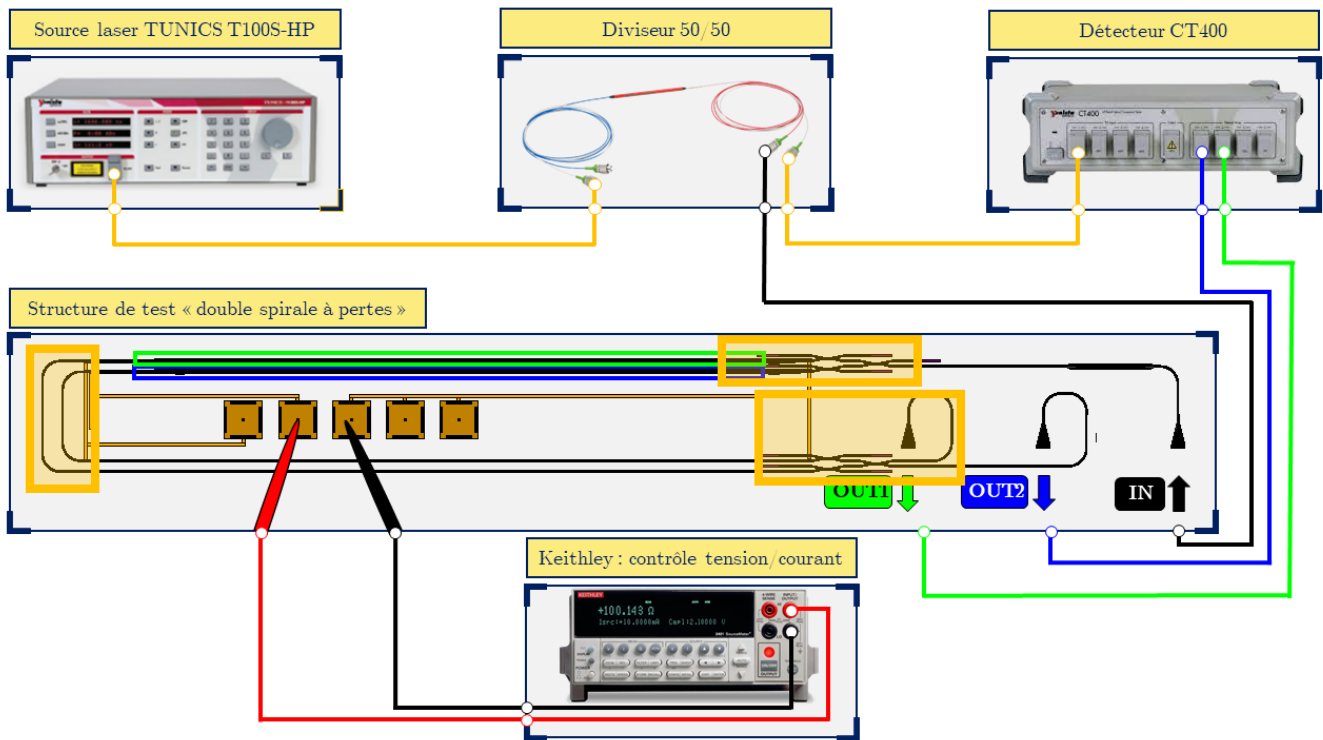


Figure 5.7 – Schéma du montage expérimental de mesure du déphasage d'un modulateur

Sur cette figure, nous pouvons voir un banc de composants macroscopiques identiques à la Figure 5.2 tandis que la structure de test diverge légèrement. Afin de mieux visualiser cette structure de test, des encadrés jaunes sont indiqués et renvoient à la Figure 5.8 qui agrandit les parties importantes de ce composant. Au lieu d'avoir un coupleurs réseaux injectant un signal divisé vers deux spirales. Ici nous avons une division du signal en deux vers deux modulateurs illustrés en Figure 5.8.(a). Ceux-ci sont colorisés en vert et bleu et sont connectés respectivement à un contact électrique pour appliquer une tension, et une masse commune. Afin de garantir une division avec un ratio parfaitement égal sur chacun des bras, ce quelque soit la longueur d'onde de travail, nous utilisons comme diviseur optique, non pas un MMI mais un coupleur evanescent cascadié à deux autres exemplaires. Sur les 4 sorties, nous en utilisons uniquement deux qui ont en commun d'être issues d'un signal couplé par evanescence une fois, et transmis sur le

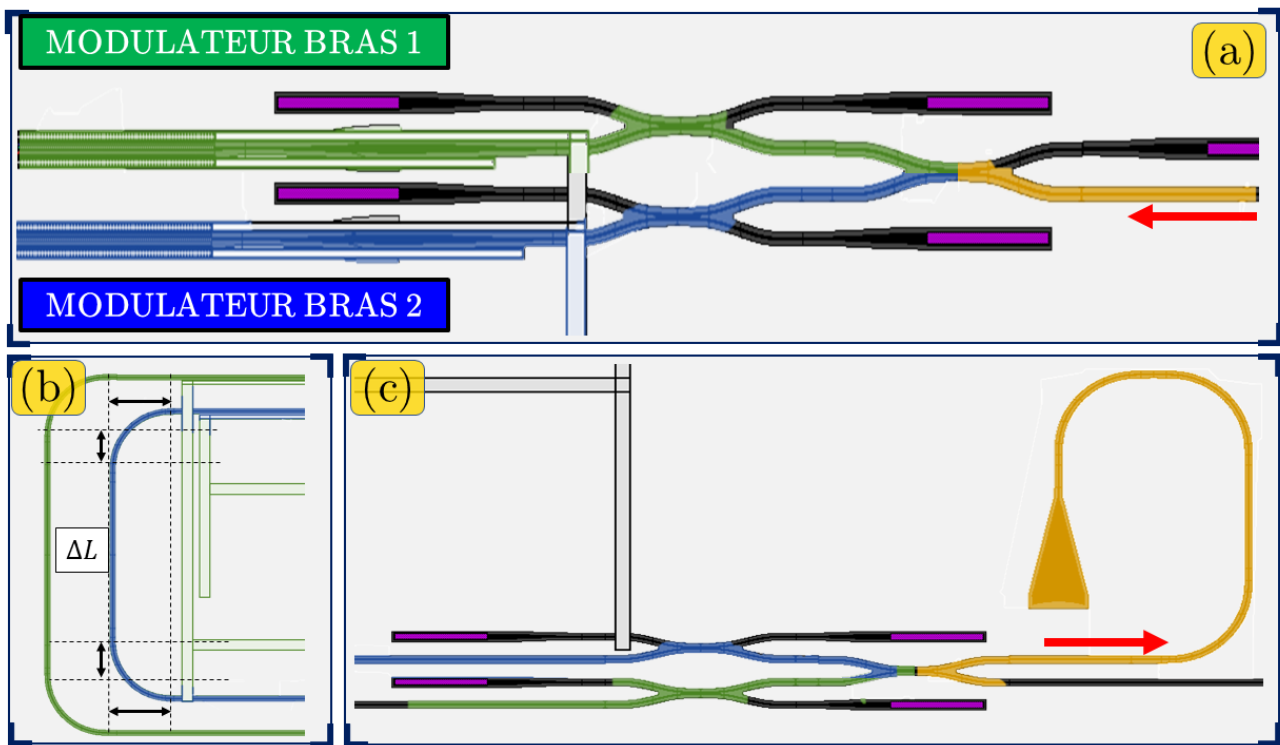


Figure 5.8 – Schéma du montage expérimental de mesure du déphasage d'un modulateur agrandie. (a) Diviseur optique équilibré d'un signal d'entrée vers les deux modulateurs, (b) formation d'un écart de longueur  $\Delta L$  entre les bras du Mach-Zehnder, (c) Recombinaison optique vers un unique signal de sortie

même guide une fois. Un seul de ces déphaseurs sera actionné tandis que l'autre ne sert qu'à ce que les deux bras de l'interféromètre soient symétriques. Ces deux bras ne sont pas dirigés directement vers leurs coupleurs réseaux respectifs comme en Fig . 5.2, mais sont suivis par deux guides d'onde d'une différence de longueur  $\Delta L$  illustrée en Figure 5.8.(b) puis recombinaison via un nouveau diviseur optique illustré en Figure 5.8. C'est durant cette phase de recombinaison que les interférences optiques ont lieu pour donner le spectre en transmission que nous présentons en Figure 5.9.(a). Ce spectre est récupéré *via* l'une des deux sorties OUT1 ou OUT2 et est issu d'une p-n type ALCOR. Nous pouvons voir les pics de résonances sur une fenêtre de 100 nm. On remarque par ailleurs une enveloppe de l'intensité qui provient en réalité des coupleurs réseaux exactement comme pour les mesures précédentes.

Nous pouvons observer que ces pics de résonances sont écartés de la même distance spectrale L'écart entre ces pics de résonances est appelé FSR pour "Free Spectral Range" et il est fixé par l'écart de longueur entre les bras de  $\Delta L = 75\mu m$  d'après la relation :

$$\Delta\lambda_{FSR} = \frac{\lambda^2}{n_g\Delta L} \quad (5.1)$$

Avec  $n_g$  l'indice de groupe qui quantifie l'indice du mode optique plus sa variation en fonction de  $\lambda$  autour d'une longueur d'onde  $\lambda$  donnée, ici 1550 nm.  $\Delta L$  est choisie pour observer une dizaine de pics de résonances sur 100 nm de fenêtre spectrale. Il s'agit là d'un compromis à trouver, car un  $\Delta L$  plus faible augmente le FSR et les pics de résonances sont très éloignés. Or, cette distance entre les pics correspond à

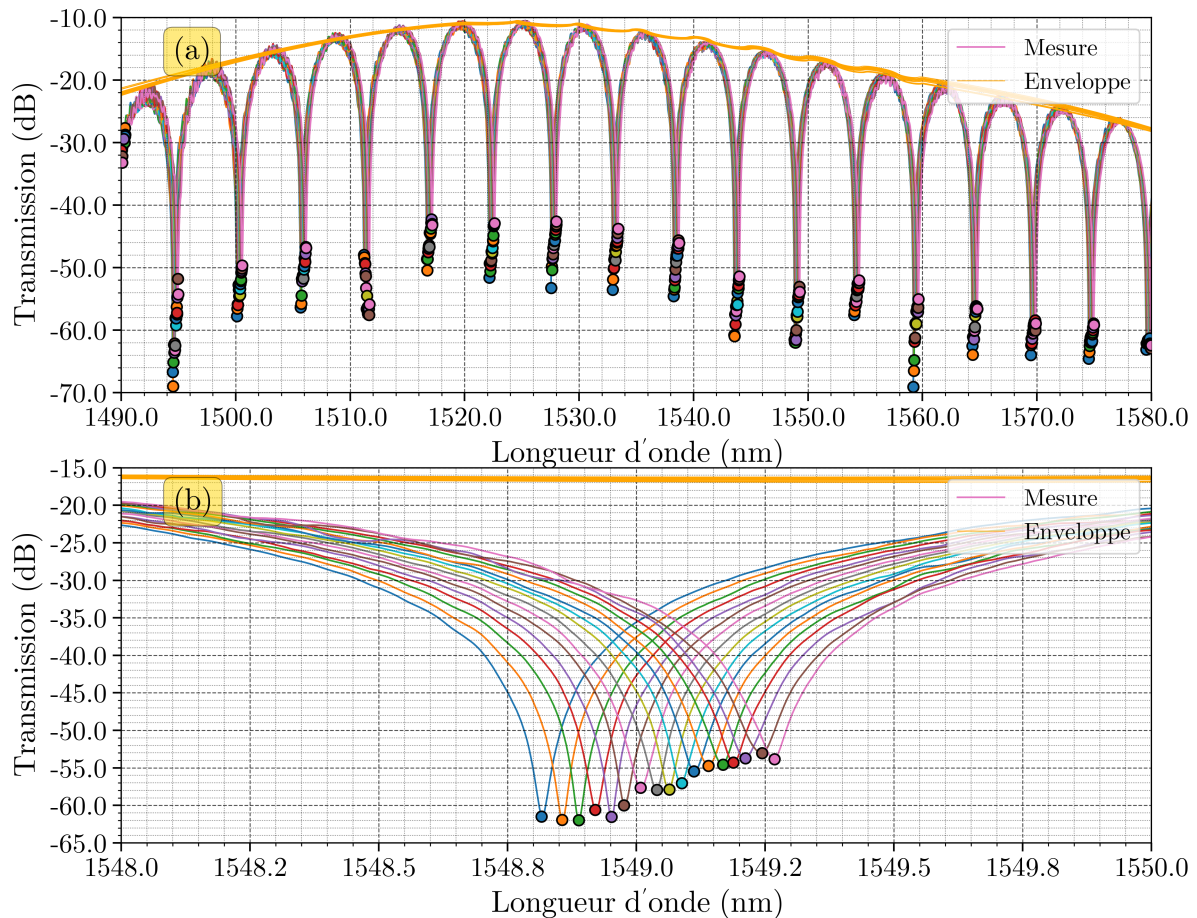


Figure 5.9 – (a) Spectre en transmission en sortie d'un interféromètre de Mach-Zehnder contenant des jonctions p-n à déplétion de TRX9 en fonction de la tension appliquée de 0.5V à -4V (b) Agrandissement du spectre sur la fenêtre spectrale 1548 nm - 1550 nm

un déphasage de  $2\pi$  entre les bras du Mach-Zehnder en longueur d'onde. Donc si nous opérons un déphasage avec le modulateur de phase, le déplacement des pics va se faire au *pro rata* du FSR. Par conséquent, avec un grand FSR, nous serons précis sur le déplacement du pic car ce dernier sera ample, mais nous risquons aussi et surtout de ne pas observer 2 pics de résonances dans l'intervalle spectral qui nous est donné si le FSR est plus grand que ce dernier de 100 nm. À l'inverse, si l'écart de longueur est trop grand, nous aurons un FSR très petit et beaucoup de pics seront observés, mais une distance de déplacement pour un déphasage de  $2\pi$ , ou moins, sera faible et potentiellement proche de l'incertitude de mesure donnée par la résolution en longueur d'onde du détecteur à 1 pm. Le FSR est ici égal à 5,1 nm et ne variera, en principe, pas avec la tension appliquée sur l'un des bras du modulateur. En appliquant justement une tension, nous obtenons différentes courbes expérimentales avec des pics de résonances qui vont se déplacer dans un sens ou dans l'autre. Si le modulateur de phase augmente l'indice de réfraction, alors le chemin optique va augmenter et modifier les longueurs d'ondes pour lesquelles une interférence optique aura lieu entre le bras déphasé et l'autre non-déphasé. Dans le cas d'une augmentation de l'indice de réfraction, les longueurs d'onde de résonances augmentent, c'est ce qu'on appelle un "red shift". À l'inverse une diminution de l'indice de réfraction déplacera les pics vers de plus basses longueurs d'onde et c'est ce que nous appelons un "blue shift". Ainsi, les comportements attendus sur des modulateurs p-n sont

un red-shift tandis que ceux des p-i-n à injection sont un blue-shift d'après les équations (1.6). En suivant le même raisonnement, un modulateur thermique doit faire advenir un red shift d'après l'équation (1.4) tandis qu'une jonction siscap à accumulation engendre un blue shift.

Pour illustrer ce que nous évoquons, nous affichons plus précisément les différentes courbes de transmission pour chaque tension appliquée en Figure 5.9.(b) en zoomant sur le pic de résonance le plus proche de 1550 nm. La courbe bleue, tout à gauche, représente le pic de transmission à 0 V quand celle d'extrême-droite en rose, représente celle avec une tension appliquée de -4 V, les courbes intermédiaires correspondant à des valeurs de tensions intermédiaires. Nous constatons donc que plus nous appliquons une tension négative, plus la résonance se déplace vers des  $\lambda$  plus grandes, soit un "red shift". C'est précisément le phénomène attendu dans le cas d'une p-n à déplétion dont les porteurs de charges sont évacués de la zone de guidage optique, augmentant ainsi l'indice de réfraction. Sachant que le FSR représente un déphasage de  $2\pi$  en longueur d'onde, nous pouvons déduire du déphasage du modulateur en quantifiant précisément le déplacement des pics, non pas en quantité de longueur d'onde, mais en fraction de FSR. Autrement dit le déphasage a pour expression :

$$\Delta\varphi(V) = 2\pi \frac{(\lambda_{res}(V) - \lambda_{res}(V = 0))}{FSR} \quad (5.2)$$

Avec  $\lambda_{res}$ , la ou les longueurs d'ondes où la transmission est minimale. Afin de détecter de manière automatique la position spectrale des pics de résonance, nous utilisons les algorithmes de la bibliothèque Python "SciPy". Ces derniers évaluent automatiquement la présence de pics sur une distribution quelconque. En déduisent leurs amplitudes, leur largeur et la position du pic. En particulier la position des pics est représentée par les points colorés en Figure 5.7.(b).

D'après l'équation (5.2), nous pouvons ainsi déterminer le déphasage pour une même structure sur chaque échantillon. Cette analyse est reproductible sur l'ensemble des puces mesurées afin de tracer l'évolution de la phase à l'échelle de la plaque et donc de proposer une valeur médiane des pertes, l'espace interquartile et "whiskers". Nous représentons donc en Figure 5.10.(a) l'évolution du déphasage en fonction de la tension appliquée sur la p-n ALCOR. L'espace interquartile constitue la zone bleutée. De même, nous illustrons en Fig . 5.10.(b) le déphasage de la jonction p-n du masque TRX9 fabriquée au CEA LETI, qui dispose de dopages plus élevés, soient  $P=5 \cdot 10^{17} cm^{-3}$  et  $N = 1 \cdot 10^{18} cm^{-3}$ . Les deux déphasages mesurés sont présentés statistiquement avec leur courbe médiane en vert et leur intervalle de confiance et nous calquons en supplément les courbes de simulations de déphasage des figures 3.10.(a) et 3.15.(a) pour évaluer la bonne correspondance entre simulations et mesures.

Dans le cas de la p-n ALCOR, nous observons une forte disparité entre simulation et mesure, comparées avec les courbes sur la p-n TRX9 ou une disparité est clairement visible bien que moins prononcée. Cette jonction du CEA LETI était la première caractérisée fin 2020 et l'estimation des simulations bien que relative nous avait conforté dans notre capacité à bien décrire ces modulateurs, et donc à pouvoir proposer des optimisations quantitatives de jonctions p-n. Malheureusement, ce premier succès ne s'est pas poursuivi sur le masque ALCOR. Si l'on regarde la médiane en vert de la Figure 5.10.(a), nous constatons que le déphasage évolue jusqu'à  $26^\circ/mm$  à 3,3 V, cette valeur est bien plus faible qu'attendue par rapport aux simulations développées dans la Fig . 3.15.(a) et que nous rajoutons ici avec la courbe rouge. Notons que ces données sont particulièrement étonnantes par rapport aux mesures déjà effectuées sur des modulateurs p-n à 1310 nm [5]. Ces dernières présentent un déphasage de  $21^\circ/mm$  à -1,8 V, contre à peine  $15^\circ/mm$  ici.

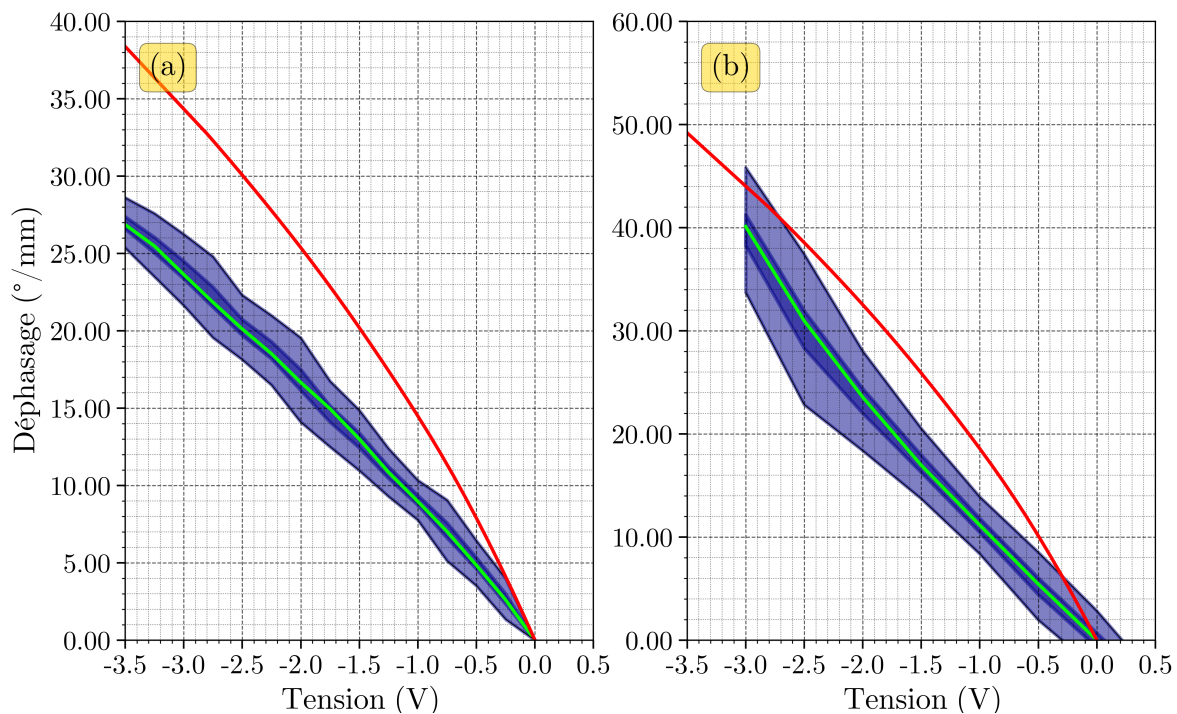


Figure 5.10 – Déphasage en fonction de la tension appliquée et comparaison avec les simulations du Chapitre 3, (a) p-n ALCOR, (b) p-n TRX9

Or d'après les équations (1.8), l'efficacité de variation de l'indice évolue en  $\lambda^2$ , et celle du déphasage évolue en  $\lambda$ . Autrement dit, si nous raisonnons par ordre de grandeur, l'augmentation de déphasage entre une p-n à 1310 nm et à 1550 nm est, au premier ordre, améliorée du rapport 1550 nm sur 1310 nm, soit environ 20 %. Nous devrions donc nous attendre à environ 25°/mm à -1.8 V pour la p-n de ALCOR centrée à 1550 nm. Et c'est justement la tendance observée sur la courbe de simulation, qui exprime un déphasage de 23°/mm, proche de la tendance que nous nous serions attendus à observer. Il est à ce stade difficile de conclure sur l'origine de ces différences, mais nous pouvons arguer que nous ne connaissons pas, à ce stade, le dopage réel de la jonction p-n, ni sa distribution exacte, par exemple la largeur de la zone de charge d'espace, que ce soit pour ALCOR ou TRX9. Etant donnée que les propriétés d'une p-n dépendent critiqueusement du profil de dopage au voisinage de la jonction intrinsèque, et que nous ne pouvons simuler cette distribution avec Lumerical, nous sommes incapables de prédire avec certitude les performances, problème qui disparaît avec les jonctions p-i-n où la jonction intrinsèque a une largeur de plus d'un micromètre et la connaissance de sa distribution précise n'influe pas critiqueusement sur ses performances. En effet, les mesures à venir sur les jonction p-i-n à injection sur ACTARUS en Figure 5.13.(a) sont parfaitement corrélées avec les simulations.

Nous disposons donc de modulateurs à déplétion fonctionnels bien qu'ils déphasent moins que prévu mais suffisamment pour être intégrés dans un OPA. Nous pouvons en particulier estimer sa longueur  $L_{2\pi}$ . Pour cela, nous nous appuyons sur l'équation (1.12) qui compare un déphasage de  $2\pi$  sur le déphasage maximal opérable entre 0 et 3,3 V *via* un rapport, pour en déduire la longueur nécessaire à cette réalisation de  $2\pi$ . A nouveau, nous pouvons en déduire une longueur médiane et une distribution statistique. Nous affichons ainsi en Figure 5.11 les longueurs des p-n des deux masques ALCOR et TRX9.



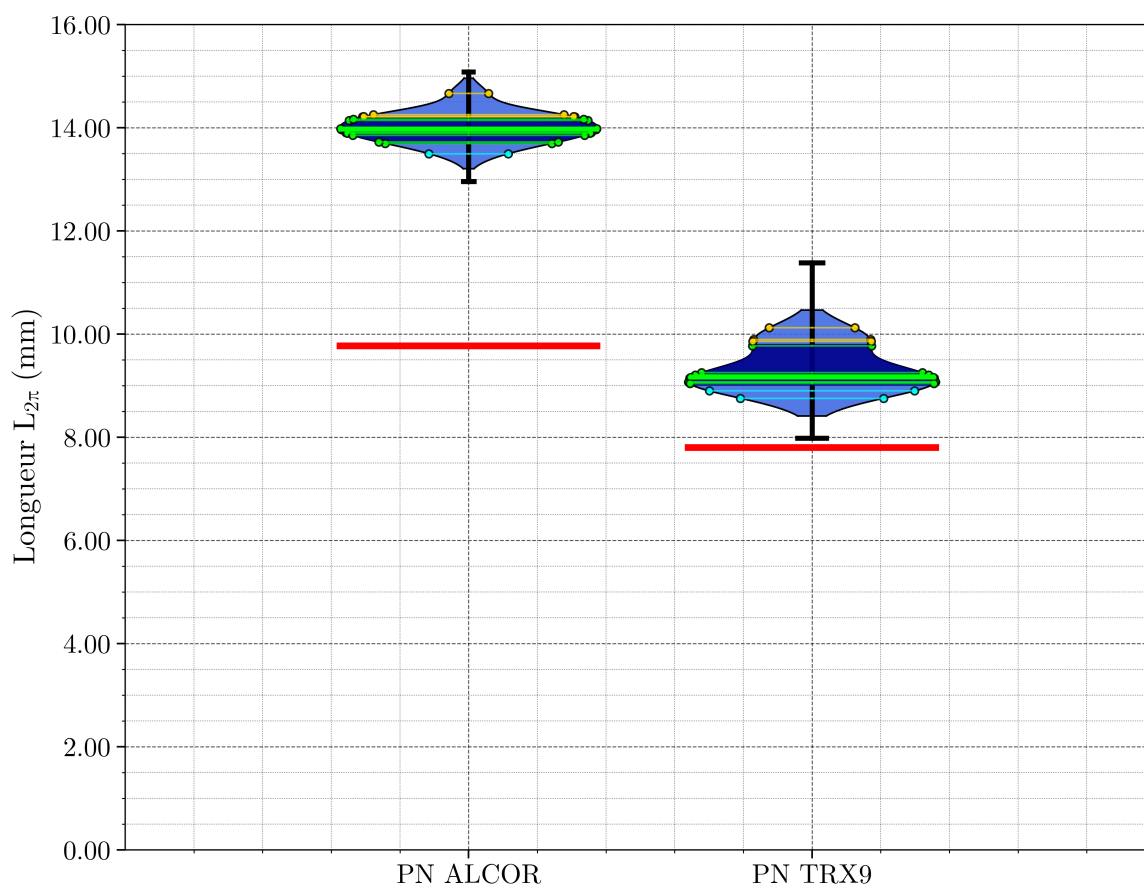


Figure 5.11 – Longueur nécessaire pour atteindre un déphasage de  $2\pi$  pour deux jonctions p-n à déplétion venant des masques CEA et ST

Ce que nous pouvons observer est que, du fait du déphasage moindre de la p-n ALCOR, sa longueur nécessaire pour atteindre  $2\pi$  est de 14 mm contre les 9,8 mm attendus par la simulation. A noter que durant la conception des OPAs à déplétion sur ALCOR, nous avons implémenté des longueurs de p-n de 14,0 mm par sécurité pour être certain d'obtenir  $2\pi$  à 3,3 V. Cette précaution a été heureuse, au vu de ces résultats. Sur TRX9, nous avons pris la même sécurité avec 17 mm de longueur de p-n sur nos OPA à déplétion. Mais cette sécurité semble dorénavant surdimensionnée étant donnés les résultats obtenus qui montrent une longueur  $L_{2\pi}$  de 7.8 mm. En rouge, nous avons tracé la longueur attendue par les simulations, et ces lignes confirment bien l'inadéquation entre simulations et mesures que nous obtenons sur ALCOR et TRX9, bien que moindres pour cette dernière. Enfin, nous n'affichons pas ici la longueur du premier modulateur de nos travaux, la p-i-n à injection ACTARUS car du fait d'une erreur de conception dont je suis responsable, les interféromètres de Mach-Zehnder étaient inopérants. Nous n'avons *a priori* pas de moyen de déterminer le déphasage, mais nous verrons dans la section suivante, que nous avons parfaitement pu simuler son comportement en pertes de propagation par rapport à la simulation. Etant donné que les lois de Soref et Bennet exprimées en (1.6) et (1.7) lient pertes et déphasage, et que les pertes expérimentales sont les mêmes que les pertes simulées, il est justifiable que le déphasage réel de la jonction p-i-n soit le déphasage simulé de la Figure 3.10.(a). Nous avons également développé une méthode de détermination de la tension pour obtenir  $2\pi$  basée sur les OPAs, explicité en Figure 5.21, qui nous a permis de déduire qu'une p-i-n de

400  $\mu\text{m}$  de long atteignait un déphasage de  $2\pi$  pour 1.2 V et 3.5 mA de tension appliquée.

### 5.2.3 Mesure des pertes de modulateurs

Maintenant que nous disposons de la longueur de chaque modulateur, nous pouvons déterminer les pertes de propagation de chacun, et en déduire les pertes d'insertion. Nous utilisons pour cela la même structure que celle décrite en Figure 5.2 sachant que la longueur de guide dopé des modulateurs est de 2 mm. Celle-ci contient plusieurs modulateurs cascades tous connectés aux contacts électriques *via* des fils métalliques. À partir de ces spirales, un contact est connecté à l'ensemble des modulateurs sur leurs cathodes, tandis qu'un second contact, jouant le rôle de la masse, est connecté à l'ensemble des anodes. Par ce biais, une tension positive appliquée sur le premier contact injectera la même quantité de courant sur l'ensemble des p-i-n. À l'inverse, une tension négative déplétera les porteurs de la même manière sur l'ensemble des p-n. Ces deux modulateurs seront au centre de nos mesures de TRXg et ALCOR. Les mêmes mesures qu'en section 5.1 sont alors réalisées, mais pour des tensions différentes. Plus la tension positive appliquée sur les p-i-n est forte, plus les porteurs de charges libres vont investir la zone centrale du guide d'onde et diminuer la transmission. Dans le cas des jonctions p-n déplétée, la transmission va, au contraire, augmenter car les porteurs libres quittent la zone de guidage optique. On ne dispose alors pas, cette fois, de deux courbes de transmission, mais d'une courbe de référence et de N courbes de transmission pour N points de tension. Cette évolution de la transmission est décrite dans la Figure 5.12 par la courbe obtenue sur une seule puce du masque ACTARUS sur un modulateur p-i-n dont la structure est décrite dans les sous-figures 3.9.(a) à (e).

Nous pouvons observer dans cette figure la courbe de référence en vert, lissée en noir, et les courbes des autres couleurs évoluer vers de plus faibles transmissions selon leur tension appliquée et donc, au fur et à mesure que les porteurs de charges libres sont injectés dans la jonction. Ainsi, avec le même protocole décrit en 5.1, mais pour chaque point de tension, nous pouvons tracer l'évolution des pertes dans les figures 5.13(a) et (b), qui représentent respectivement l'évolution des pertes du modulateur p-i-n de ACTARUS et du modulateur p-n de ALCOR, soit les deux modulateurs "standards" de PIC50G. La mesure de la p-i-n ACTARUS a été la toute première mesure de modulateur qui ait été faite. En Figure 5.13(a), nous avons tracé en vert la médiane des pertes à l'échelle de la plaque, entourée de sa dispersion en bleu. Nous avons alors calqué les simulations de p-i-n opérées en sous-Figure 3.10.(b) afin de comparer les deux évolutions.

Nous pouvons constater en Figure 5.13(a) une correspondance quasi-parfaite des pertes sur tout l'intervalle de tension avec des pertes de propagation de l'ordre de celle d'un guide MRIB intrinsèque pour des tensions inférieures à 0,8 V. Cette observation concorde avec le cas d'une p-i-n non polarisée, ou la jonction intrinsèque est assez large pour que le mode ne puisse interagir avec les dopants présents dans les bras d'accès. Forts de cette correspondance, c'est ce premier résultat qui nous a conforté à mener des simulations plus poussées et à chercher des modulateurs optimisés dans le chapitre 3. C'est également ce résultat qui nous a permis de pallier l'erreur de conception des interféromètres de Mach-Zehnder pour estimer le déphasage de ce modulateur comme expliqué plus haut. De surcroît, cette méthode est aussi reproductible pour chaque modulateur et la Figure 5.13(b) présente le même type de comparaison pour le modulateur p-n de ALCOR. Nous pouvons voir qu'il n'y a plus de correspondance simulation/mesures comme nous pouvions nous y attendre d'après la section précédente. Le fait que les pertes soient plus élevées en tout point de tension, oriente fortement vers l'explication d'un dopage P et/ou N bien plus faible que désiré, mais ses valeurs, et sa distribution exactes restent inconnues. Des simulations supplé-

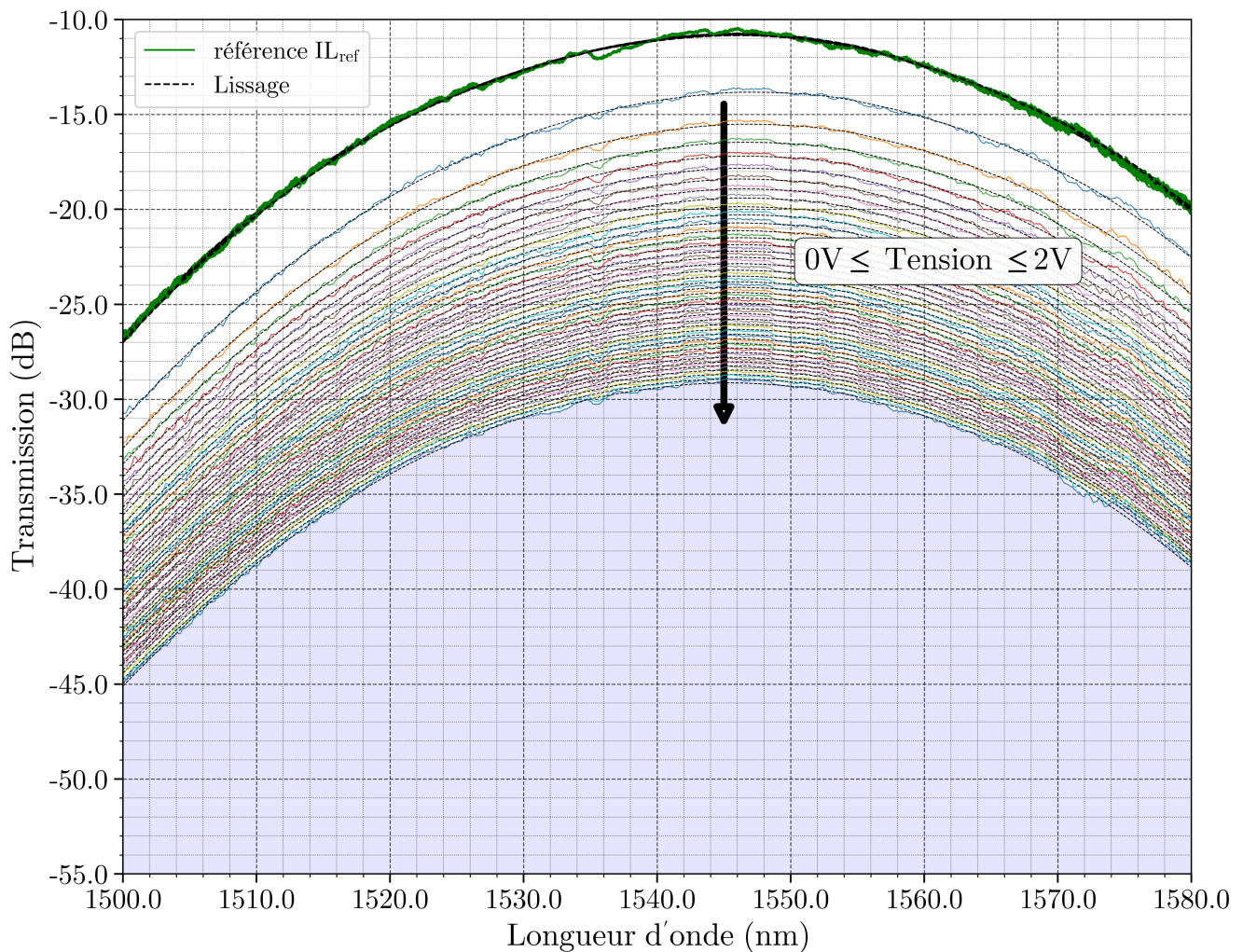


Figure 5.12 – Courbes de transmission d’un modulateur p-i-n ACTARUS en fonction de la tension injectée entre 0 et 2V

mentaires ont été faite en modifiant le dopage côté P et N et permettent de retrouver des valeurs cohérentes avec les mesures si les dopages P et N ont une valeur autour de  $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Ce qui signifie que le modulateur de ALCOR auraient, involontairement, des dopages optimisés au regard des simulations d’optimisation résumées en Figure 3.16.

En combinant ces valeurs de pertes de propagation, avec les longueurs des modulateurs, nous pouvons donc tracer les distributions statistiques de l’atténuation optique engendrée par une p-i-n à injection ST, une p-n à déplétion CEA LETI, et la p-n sous dopée de ST dans la Figure 5.14. Dans le cadre de cette thèse, nous n’avons pas caractérisé les modulateurs sur l’ensemble du spectre en longueur d’onde utilisé en mesure. En premier lieu pour rester sur la thématique 1550 nm appliquée aux OPAs, et en second lieu car l’effet de dispersion plasma, bien que permettant un déphasage linéairement croissant avec la longueur d’onde, peut-être considéré sur 100 nm, au premier ordre, comme constant sur ce paramètre.

Sur cette figure, nous affichons la distribution statistique de l’atténuation sous forme de violons représen-

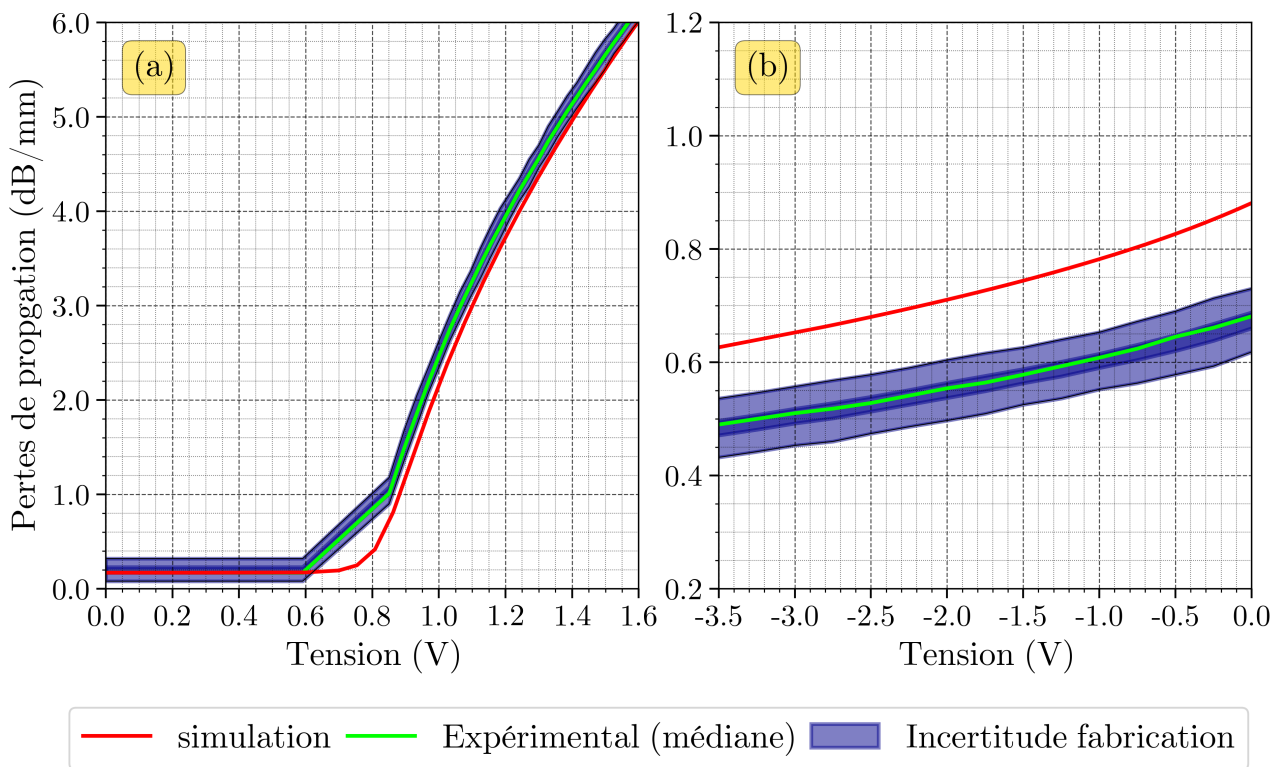


Figure 5.13 – (a) Mesure expérimentale statistique des pertes de p-i-n sous ACTARUS comparées aux simulations réalisées en section 3.3.1, (b) Mesure expérimentale statistique des pertes de p-n sous ALCOR comparées aux simulations réalisées en section 3.4

tant chacun un modulateur, comme indiqué sur l'axe des abscisses. En dessous- des pn TRX9 et ALCOR, nous avons ajouté deux violons en noir et blancs qui sont la distribution statistique des pertes de propagation en dB/mm. Celles-ci sont très faibles, notamment celle de ALCOR qui est de 0,55 dB/mm. Mais, quand nous rapportons cela à leur grandes longueurs, les pertes d'insertions illustrées par les violons amènent à des atténuation de 18,5 dB pour TRX9 et 8,2 dB pour ALCOR en moyenne de 0 à 3,3 V. C'est bien plus que pour la p-i-n ACTARUS, qui, ramenée à 1 mm est en capacité de déphaser, et a une perte d'insertion limitée à 3 dB. Il y a donc là un travail conséquent à mener pour diminuer les pertes de propagation de p-n à déplétion et nous avons vu dans les sous-figures 3.16 que le dopage est le principal paramètre d'amélioration, ce que nous tenterons de démontrer expérimentalement en sous-section 5.2.5. Nous pouvons également observer que la dispersion sur TRX9 est sensiblement plus élevée que sur ALCOR, *a fortiori*, par rapport aux longueurs relatives. Cela vient du fait que l'analyse statistique sur ALCOR a été menée sur 18 puces sans problèmes majeurs, tandis que sur TRX9, l'analyse, initialement prévue sur 32 puces, a été reportée à seulement 13 d'entre eux. Pour des raisons de fabrication, le contact métallique n'a pas pu être établi sur les parties dopées des modulateurs silicium, probablement du à une sous-gravure des tranchées par lesquelles les contacts métalliques sont déposées pour recouvrir les parties dopées du silicium. Une épaisseur de  $SiO_2$  devait probablement séparer le métal du silicium dopé, rendant la totalité des modulateurs inactifs. Pour régler ce problème, nous avons soumis à une tension de 10-15V les modulateurs sur chaque puce, en espérant faire claquer la couche d'oxyde. Ce protocole a fonctionné sur les puces illustrées en rouge ou doré de l'illustration des plaque de la p-n TRX9 tandis que les autres sont restés inactifs. Parmi les modulateurs "réparés", seuls les dorés ont néanmoins pu fournir des données

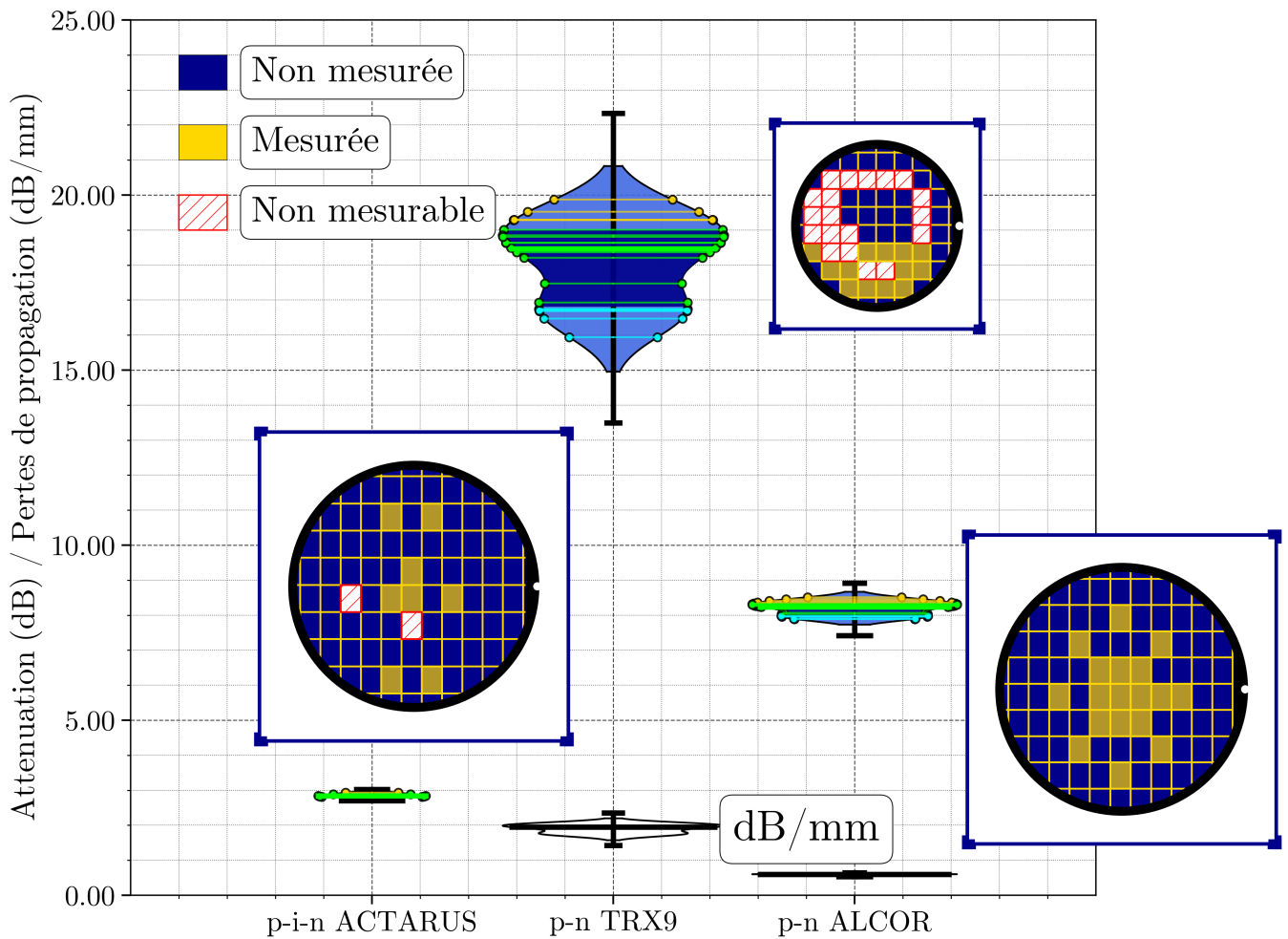


Figure 5.14 – Mesure expérimentale statistique des pertes de propagation (dB/mm) et d'insertion (dB) sur  $L_{2\pi}$  de, (a) p-i-n sous ACTARUS, (b) p-n TRX9, (c) p-n ALCOR

utilisables, les autres en couleur rouge hachée sont restés inopérants malgré le "coup de pouce" utilisé. Cela a réduit considérablement le nombre d'essais et, peut-être, modifié les performances électriques des modulateurs fonctionnels. La p-i-n sur ACTARUS, malgré un nombre de 8 puces est très peu sensible aux variations de fabrication. Cela est probablement dû au fait qu'une jonction p-i-n est basée sur une jonction très large qui ne varie quasiment pas en relatif par rapport aux jonctions p-n où le moindre changement au niveau de la jonction en terme de largeur ou en distribution de dopants est critique sur les performances finales. Ces deux analyses fournissent ainsi deux cas intéressants de mesures avec la plateforme STMicroelectronics permettant des mesures précises et peu dispersées, mais avec une dérive inattendue sur les p-n, et le CEA LETI, qui a montré un contexte inverse avec une uniformité de fabrication moindre mais une bonne convergence simulation / mesures.

## 5.2.4 Mesure de la consommation d'un modulateur

La problématique de la consommation a été abordée de manière hétérogène durant ce travail de thèse. Dès le premier masque ACTARUS, il était primordial de déterminer quelle consommation avait la p-i-n car nous savions avec l'état de l'art du chapitre 1 et les simulations du chapitre 3, que celle-ci était proche de la limite des 1 mW que nous nous étions imposés en table Table 2.1. Aussi durant les mesures de pertes de propagation en fonction de la tension, nous avons mesuré le courant parcourant la jonction à chaque point de tension, grâce à la source électrique Keithley. Cela nous a permis de tracer la courbe I-V que nous illustrons en Figure 5.15.(a) afin de calculer la puissance consommée en fonction de la tension et par millimètres, de la même manière qu'en 3.10.(c) en multipliant tension et courants pour obtenir l'évolution en Figure 5.15.(c). Suite à cela, nous n'avons pas mené de mesures de consommation sur les jonctions p-n à déplétion de la plaque TRX9, qui servaient surtout à valider des OPAs. Mais cela s'est fait sur la plaque ALCOR. Comme précisé en 1.1.3, les jonctions p-n ont une consommation dépendant de leur capacité. Pour la mesurer, nous avons utilisé deux doubles pointes métalliques et assuré les mesures avec une source laser Agilent 4285A (75kHz - 30 MHz) permettant l'utilisation de petits signaux alternatifs *via* l'utilisation d'un pont RLC afin de mesurer l'impédance comme expliqué dans le protocole de simulation pour déterminer ces mêmes quantités en 3.3.1. Nous pouvons alors en déduire l'évolution de la capacité en fonction de la tension. Ce que nous avons mesuré sur une p-n ALCOR est illustré en Figure 5.15.(b). Et, de la même manière que ce que nous avons expliqué en 1.1.3, nous pouvons en déduire la puissance moyenne consommée si l'OPA balaye à 1 MHz. Et nous obtenons alors des puissances de moins de 2  $\mu$ W/mm comme illustré en Figure 5.15.(d), ce qui confirme qu'une p-n n'a aucune problématique de consommation dans l'application des OPAs. Ainsi, par la même opération de moyenne que nous avons expliqué en 1.1.3, nous pouvons déduire la consommation du modulateur individuel. Nous livrons la même vision statistique pour la p-i-n ACTARUS, qui réussit à consommer un peu moins que 1 mW. Cela valide de justesse son potentiel d'utilisation pour les OPAs. Dans le cas de la p-n, c'est encore plus impressionnant. Nous montrons ainsi une consommation médiane de 0,48 mW, non pas pour 1 antenne d'OPA, mais pour les 1000 antennes!

Nous pouvons à nouveau constater une moins forte dispersion sur le masque ALCOR et ses 18 puces testés par rapport au masque ACTARUS. Celui-ci dispose d'une consommation médiane de 0.89 mW. Mais sur la mesure de 8 puces, on observe une valeur anormale à 1 mW de consommation ce qui modifie plus fortement la dispersion totale des résultats. Celle-ci est représentée par une ligne rouge sur la partie supérieure du violon. Si nous ignorons cette anomalie, toutes les mesures sont aussi proches les unes des autres, que le sont celles des 1000 p-n à déplétion de ALCOR.

## 5.2.5 Influence du dopage et de la largeur des jonctions sur un OPA

Les analyses que nous avons exposées, sont reproductibles sur toutes les variantes de modulateurs que nous avons développées et décrites en Table 5.5. Nous résumons alors les différentes performances brutes de chacun dans le tableau ci-dessous, avant de livrer une première interprétation de ces résultats.

Ce tableau est divisé en deux catégories. La première porte sur les p-i-n à injection. Nous avons pu voir que celles-ci sont systématiquement de l'ordre de 1 mm de long, ce qui leur permet de limiter l'impact des pertes de rugosité, ainsi que celles du dopage si nous employons des tensions maximales de 1,2 V. Les pertes d'insertions sont inférieures à 3 dB pour la p-i-n ACTARUS. A l'inverse, sur ALCOR, nous avons implémenté des p-i-n DRIB, tant pour comparer avec la version MRIB, que pour étudier l'impact de la largeur de jonction. Le premier point de comparaison nous livre une évolution du déphasage, et donc des pertes, bien plus élevées que la p-i-n MRIB. Ce qui signifie qu'une p-i-n DRIB, aura toujours une longueur de l'ordre

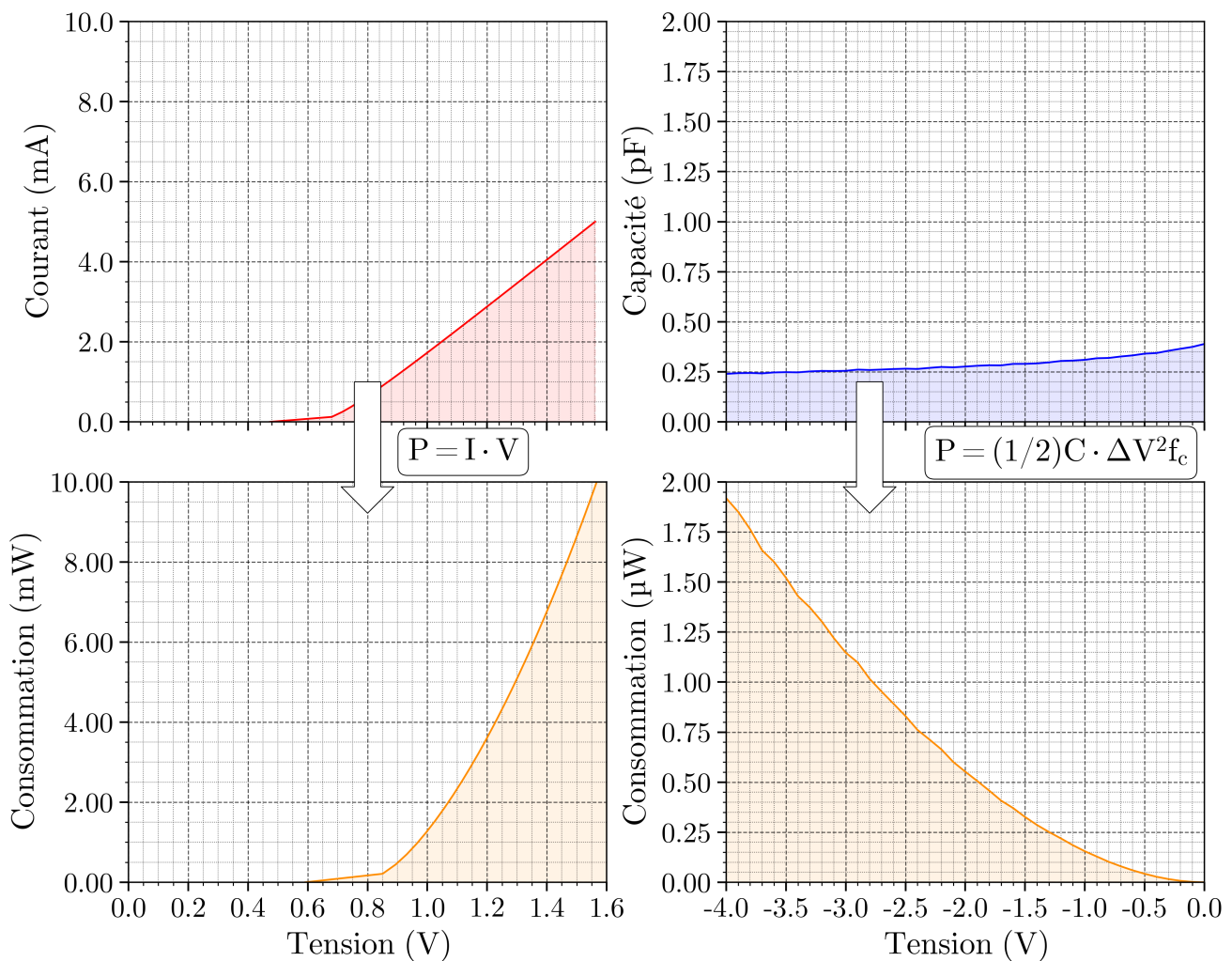


Figure 5.15 – (a) Caractéristique I-V d’une jonction p-i-n à injection ACTARUS (en-haut) Consommation associée (en bas), (b) Caractéristique C-V d’une jonction p-n à déplétion ALCOR (en-haut) Consommation associée (en bas)

du mm (1,03 mm) légèrement inférieure à la longueur de la p-i-n MRIB, mais les pertes seront bien plus élevées. Nous en revenons à la problématique initiale des p-i-n : les pertes évoluent exponentiellement avec la tension, et linéairement avec la longueur. Il faut donc limiter le plus possible le coefficient de l’exponentielle, par exemple avec une configuration MRIB et préférer une longueur plus élevée tant qu’elle reste de l’ordre du mm. Le second point sur l’influence de la largeur de la jonction permet de valider ce que nous avons développé dans 3.13.(b),(c) et (d) : la largeur de dopage est le principal critère pour diminuer les pertes d’une p-i-n sans contreparties lourdes sur la longueur et la consommation du modulateur. En effet la Table 5.6 montre que sur la plaque A de ALCOR, nous observons une diminution des pertes de 3,9 dB à 3,21 dB en augmentant la largeur  $W_i$  de 1050 nm à 3150 nm. Les consommations électriques restent centrées autour de 0.8 mW, de même que les longueurs de modulateurs qui ne sont que de 1 mm. Entre 1050 nm et 3150 nm, nous gagnons une amélioration des pertes de 0,7 dB, ce qui est en accord avec les simulations fournies en sous-Figure 3.13.(b).

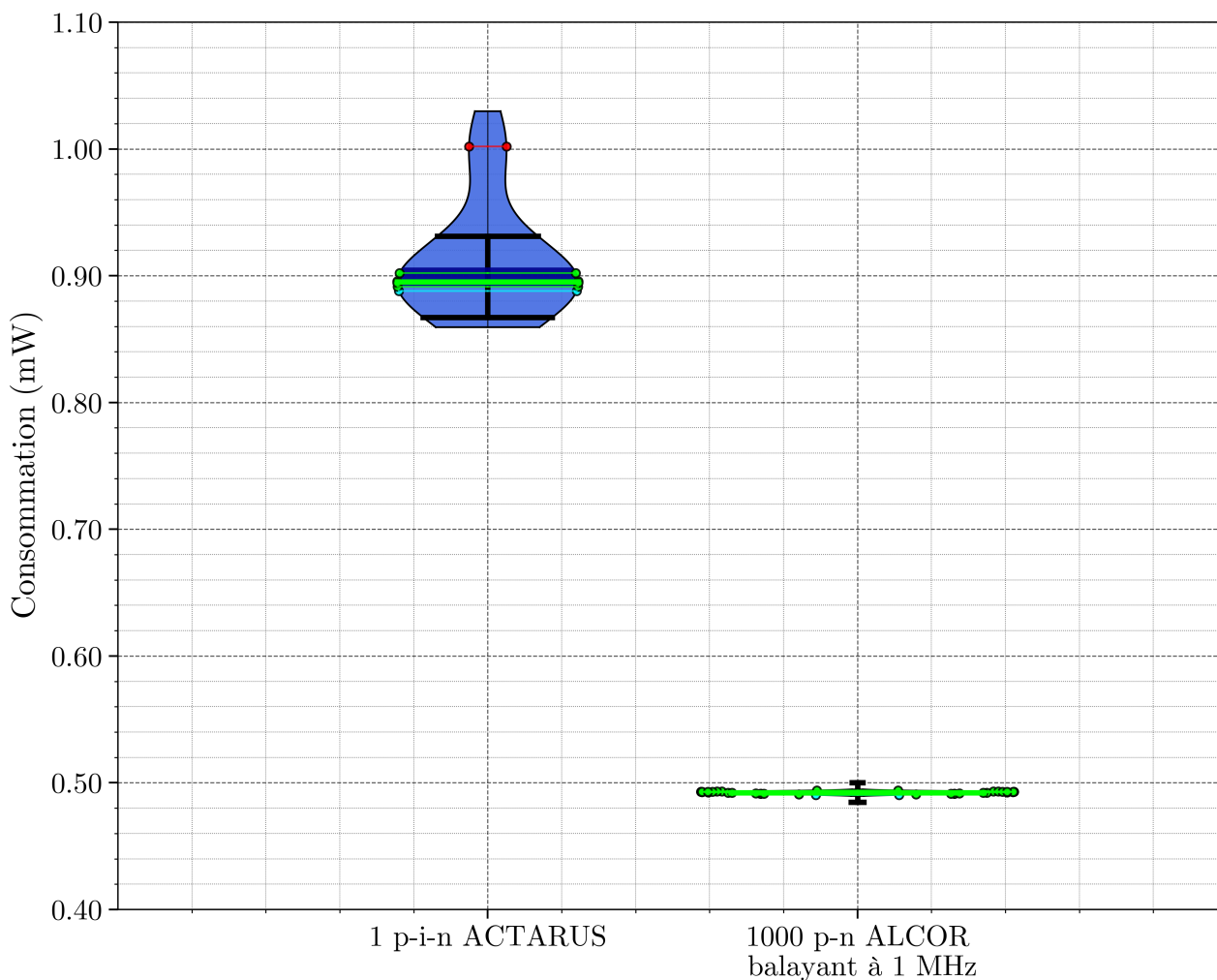
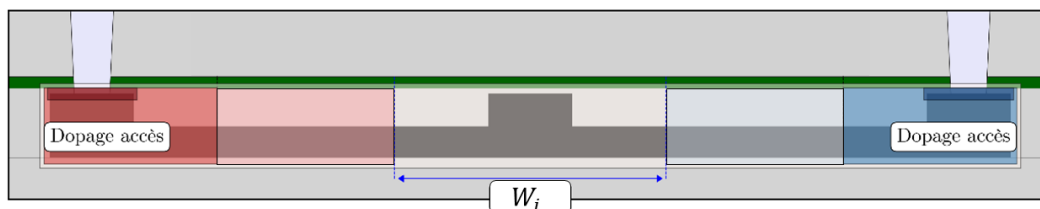


Figure 5.16 – (a) Mesure expérimentale statistique des pertes de p-i-n sous ACTARUS comparées aux simulations réalisées, (b) Mesure expérimentale statistique des pertes de **1000** p-n sous ALCOR comparées aux simulations réalisées



Si nous statuons sur les p-n à déplétion, nous pouvons voir que la p-n ALCOR de la plaque A, du fait de son dopage, occasionne des pertes de 8,31 dB sur une longueur totale de 13,81 nm. Ces deux valeurs sont globalement insensibles à la largeur de la jonction car celle-ci concerne les dopages les plus élevés, ce qui signifie que les pertes d'une p-n sont uniquement dues aux niveaux de dopage dans le guide, et non les dopages d'accès. Ensuite, si nous comparons à la plaque B, cette dernière a pour rôle de diminuer le dopage N. La conséquence attendue est une moindre efficacité électro-optique. Nous nous attendons



Composants	Longueur (mm)	Atténuation (dB)	Consommation moyenne (mW)
p-i-n à injection			
ACTARUS	1,08	2,8	0,89
ALCOR Plaque A			
$W_i = 1050 \text{ nm}$	1,03	3,9	0,83
$W_i = 1715 \text{ nm}$	1,03	3,9	0,81
$W_i = 2450 \text{ nm}$	1,12	3,77	0,7
$W_i = 3150 \text{ nm}$	1,21	3,21	0,9
p-n à déplétion			
TRX9	9,5	18,5	
ALCOR Plaque A			
$W_i = 1050 \text{ nm}$	13,81	8,31	0,000495
$W_i = 1715 \text{ nm}$	13,84	8,33	0,000494
$W_i = 2450 \text{ nm}$	13,85	8,2	0,000495
$W_i = 3150 \text{ nm}$	13,92	8,37	0,000496
ALCOR Plaque B			
$W_i = 1050 \text{ nm}$	27,31	14,38	0,000283
$W_i = 1715 \text{ nm}$	31,66	16,96	0,000278
$W_i = 2450 \text{ nm}$	33,49	17,63	0,000191
$W_i = 3150 \text{ nm}$			
ALCOR Plaque C			
$W_i = 1050 \text{ nm}$	27,59	6,22	0,000269
$W_i = 1715 \text{ nm}$	28,82	6,5	0,000257
$W_i = 2450 \text{ nm}$	28,43	6,15	0,000271
$W_i = 3150 \text{ nm}$	29,12	7,66	0,000275

Table 5.6 – Longueur, pertes d’insertion et consommation moyenne d’un modulateur de phase pour OPA en fonction des implantations testées et des largeurs de jonction

à une longueur plus élevée, seulement celle-ci est de l’ordre de 27 mm, ce qui est bien trop élevé pour être intégré, en plus d’occasionner des pertes extrêmement élevées de 14,38 dB. Nous ne sommes pas, à l’heure actuelle, en capacité d’extrapoler la distribution de charge d’un tel composant et des simulations type TCAD seraient nécessaires pour évaluer les raisons de ces performances. Enfin, la plaque C, qui avait pour but de rapprocher les niveaux de dopages près de l’optimum de pertes, montre en effet des pertes bien plus faibles que la plaque standard A, et ce malgré une longueur de jonction bien trop élevée pour être intégrée. Ce qui signifie que nos simulations liant atténuation laser et valeur absolue de dopage sont confirmées. Il est possible de diminuer les pertes, mais trouver un compromis entre "pertes acceptables", qu’on peut estimer à moins de 3 dB et "longueur qui ne diverge pas au delà de plusieurs cm" s’avère être un défi. Si à présent nous revenons sur la p-n ALCOR plaque A, nous pouvons également arguer que si nous avons bénéficié du lissage des guides d’onde permettant d’amener les pertes de propagation d’un guide DRIB de 0,36 dB/mm à 0,085 dB/mm, cela aurait signifié que l’impact des pertes de rugosité qui est actuellement de 13,81 mm x 0,36 dB/mm = 4,97 dB, passerait alors à 13,81 mm x 0,085 dB/mm = 1,17 dB. L’atténuation laser serait donc non pas égale à 8,3 dB, mais à 4,5 dB, ce qui nous rapproche petit à petit

des valeurs de pertes des p-i-n et des valeurs de simulation promises en 3.3.1. De manière générale, nous comprenons, avec toutes ces analyses statistiques sur les modulateurs, que les p-n nécessitent 1000 fois moins d'énergie que les jonction p-i-n pour un même déphasage, au prix de pertes d'insertions qui ont été évaluées de 2 et 8 fois supérieures aux p-i-n. Les simulations du chapitre 3 promettent des niveaux de pertes sur les p-n à déplétion du même ordre que pour les p-i-n à injection de -3 dB, mais au prix de nombreuses optimisations sur le dopage et les pertes de rugosité. Enfin, nous observons qu'il est bien plus difficile de simuler le comportement d'une jonction p-n avec exactitude alors que la jonction p-i-n est bien plus robuste aux variabilités de fabrication et notamment de dopage. Cela vient en partie de la relation critique entre la distribution de charge au niveau de la jonction sur les performances finales et de nombreux travaux seront nécessaire pour l'élaboration de modulateurs de phase à déplétion destinés aux OPAs.

En résumé, si nous souhaitons à présent extrapoler les pertes d'un OPA, il nous suffit d'ajouter les niveaux de pertes calculés dans cette section à ceux résumés en Figure 5.6. Si nous nous concentrons sur les p-n ALCOR, alors, nous pouvons assumer être capables de fabriquer un OPA 256 canaux, qui sera démontré en 5.3.4 et 5.3.5, dont les pertes des seuls passifs s'élèvent à -3,5 dB, et les pertes dues aux modulateurs, à -8,31 dB, soit un total de -11,8 dB. En prévoyant une étape de lissage  $H_2$ , cette atténuation peut alors tomber à -7,6 dB. Le remplacement des coupleurs réseaux et des antennes qui amènent chacune des pertes de l'ordre de 2 dB pourrait permettre de gagner entre 2 et 3 dB de moins. Cela passerait respectivement par un couplage par la tranche pour l'injection de lumière, qui produit moins de pertes, et la conception d'antennes bien plus directives, dont la directionnalité à déjà été démontrée pouvoir passer à 90 % au lieu de 55 % sur des plateformes silicium et avec des procédés de fabrication accessibles à STMicroelectronics. En résumé, il serait possible, même avec des modulateurs p-n de plus de 10 mm de proposer des OPAs dont la transmission totale serait supérieure à -3 dB au prix d'un intense travail multi-disciplinaire.

## 5.3 Caractérisation de matrices à antennes de phase (OPA)

Les sections précédentes ont permis, par la mesure de l'ensemble de composants discrets, d'anticiper les performances des OPAs, mais il ne s'agissait que d'extrapolations. Ici, le but est d'observer directement le faisceau d'un OPA, d'évaluer ses propriétés et de réaliser des opérations de manipulation de ce front d'onde pour balayer le faisceau.

### 5.3.1 Banc de mesure OPA

La mesure des premiers OPAs s'est faite sur le masque ACTARUS, qui, pour rappel, n'employait que des modulateurs p-i-n à injection en configuration MRIB. Nous les avons alors intégrés sur des petits OPAs disposant de 16 antennes car nous n'en étions qu'au stade de la démonstration, mais aussi car nous ne disposions pas d'un matériel adéquat pour contrôler plus de 16 antennes. Ce matériel est issu d'un banc de mesure développé au CEA initié par Daivid Fowler et Nicola Tyler[89], puis grandement perfectionné par Sylvain Guerber[129]. Ce banc de mesure ne prend pas place sur un banc optique classique comme c'est systématiquement le cas pour l'évaluation des OPAs mais est directement monté sur un prober photonique. Sylvain Guerber a supervisé les premières mesures avant de nous laisser l'autonomie d'en réaliser d'autres et a fourni l'ensemble des algorithmes, matériel et protocoles expérimentaux.

L'installation expérimentale est illustrée en Figure 5.17.(a) en vue d'ensemble. Nous installons toujours une source laser TUNICS T100S-HP pour l'injection de lumière encadrée en jaune. La lumière est alors

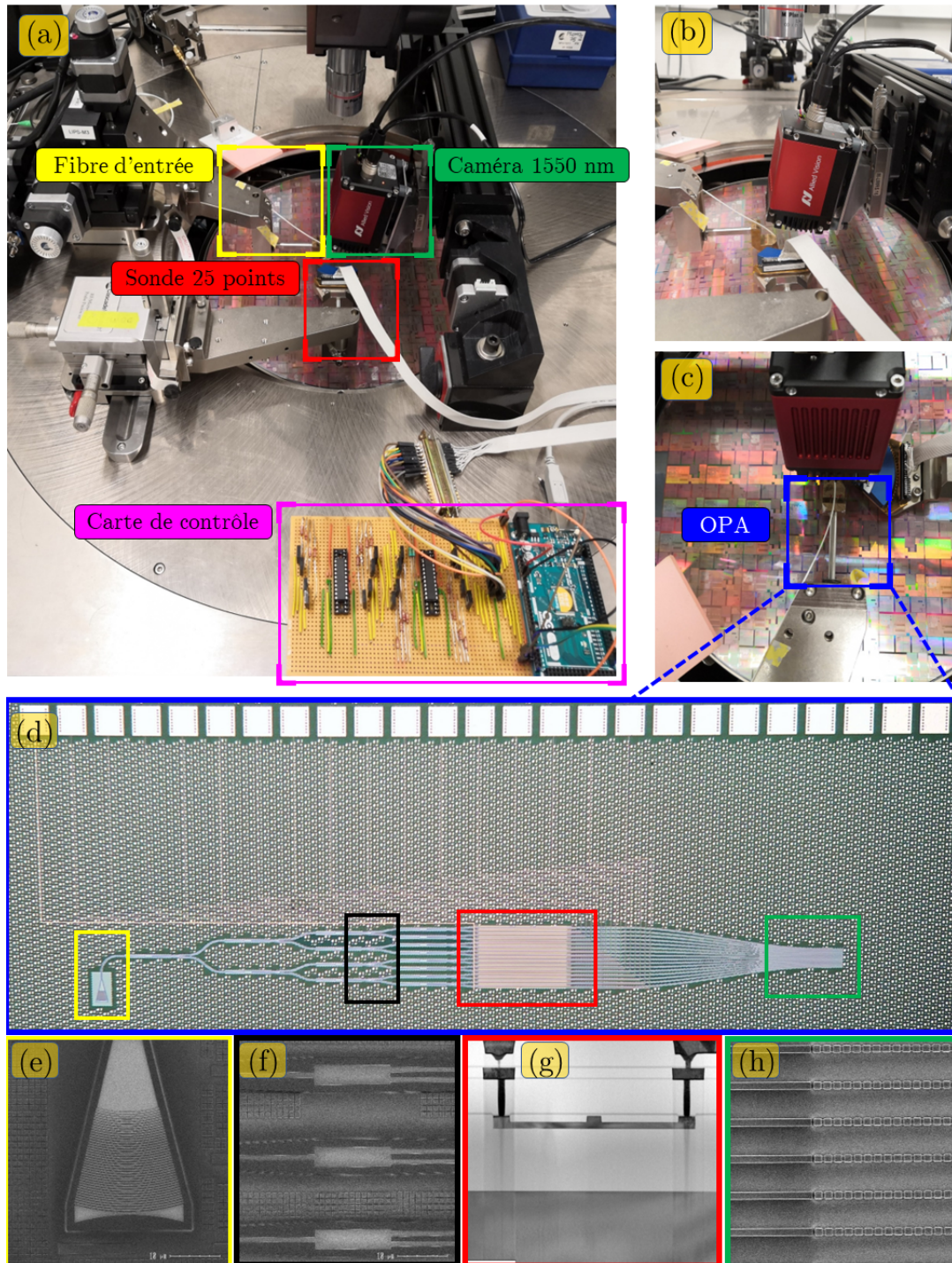


Figure 5.17 – (a) Banc de montage pour contrôle et observation d'un faisceau laser en sortie d'un circuit OPA, (b), (c) Vue de profil et de-dessus de la caméra, (d) Photographie binoculaire d'un OPA 16 antennes avec mise en évidence des différents blocs de composants, (e) Coupleur réseaux d'entrée, (f) Réseau de diviseurs optiques, (g) Jonction p-i-n à injection, (h) Réseau d'antennes d'émission

injectée *via* une fibre optique (encadrée en jaune) s'alignant sur un réseau de couplage observé au microscope binoculaire en Figure 5.17.(d) et (e). Il n'y a aucune(s) fibre(s) de sortie(s) connectées à un détecteur contrairement au montage en Figure 5.1, mais une caméra 1550 nm, encadrée en vert en Figure 5.17.(a) et

représentée de profil et en vue de dessus, respectivement en (b) et (c) est correctement positionnée pour observer, via ses capteurs dépourvues d'optique dédiée, le champ lointain de l'OPA issu des antennes photoniques photographiées en Figure 5.17.(h). En parallèle de ce montage optique, nous positionnons une sonde à 25 pointes métalliques, encadrée en rouge en Figure 5.17.(a) qui se connecte au niveau des contacts électriques en haut de la figure Figure 5.17.(d) afin de contrôler les modulateurs de phase. Ici, nous fournissons une coupe TEM du modulateur p-i-n à injection en Figure 5.17.(g) qui se trouve au nombre de 16 sur ce premier démonstrateur d'OPA. Durant nos travaux, nous étions limités au contrôle de 25 modulateurs maximum en courant/tension, pour cette raison, la totalité de nos OPAs testés avaient vocations à rester limités à ce nombre d'antennes. En fin de thèse, cette barrière a été levée et nous avons conçu un OPA 256 canaux sur le masque ALCOR, constitué de p-n à déplétion et qui a été caractérisé par L.E Bataille et S. Guerber en section 5.3.

L'ensemble des fonctions d'observation de la caméra et de contrôle des modulateurs est placé sous le contrôle centralisé d'un algorithme Python qui vise à utiliser l'observation faite par la caméra pour modifier les signaux envoyés aux modulateurs de phase. Cet algorithme va être utilisé pour trois grandes catégories de mesures. La formation d'un faisceau laser au profil gaussien, sa mise en mouvement d'un bord à l'autre de l'écran, et enfin la création de formes arbitraires de laser.

### 5.3.2 Observation de premiers faisceaux laser

Avant que nos travaux se concentrent sur le contrôle du front d'onde d'un faisceau laser, nous avons conçu des OPAs dits "passifs" qui ne contenaient aucune possibilité de contrôle de phase. La raison était que nous n'avions jamais réalisé de tels dispositifs et nous souhaitions valider un premier design d'OPA en observant des champs lointains. Ces OPAs, illustrés en Figure 5.18.(b) sont simplement des arborescences de MMIs, avec un nombre toujours plus grand d'antennes, allant de 8 à 256 antennes.

Ces OPAs vont nous permettre de vérifier trois choses simultanément, tout d'abord, l'apparition d'un profil de champ, ensuite, si ce champ devient plus fin avec le nombre d'antennes comme prédit par la théorie explicitée en 2.1.2. Ensuite, comme l'on conçoit que la longueur de trajet sur chaque canal, soit plus grande au fur et à mesure que le nombre d'antennes croît, il peut arriver un point où cette longueur de trajet excède la **longueur de cohérence de phase**, entraînant une dégradation du faisceau laser. C'est pour qualifier cela que nous résumons en Figure 5.18.(a) les résultats de ces premières mesures. Sur l'axe des abscisses se trouve le nombre d'antennes testées, tandis que sur celui des ordonnées, se trouve la longueur de chemin d'une antenne, de la première division optique, à l'émission dans les antennes. Sur les points correspondants à 16 antennes jusqu'à 256, nous avons affiché le profil de champ lointain observé à la caméra. La première observation que nous pouvons voir est, que plus le nombre d'antennes est élevé, plus le champ lointain devient fin dans la direction horizontale jusqu'à 64 antennes. Cette première observation est une confirmation théorique faite en sous-section 2.1.2 sur la relation entre la finesse d'un faisceau laser et le nombre d'antennes. Néanmoins, la forme très écrasée de champ peut sembler anormale, mais s'explique ici par l'utilisation des antennes à double niveau de gravure. Ces dernières ont une longueur de  $30 \mu m$ , ce qui constitue dans la direction du plan chromatique, une ouverture très petite qui diffracte sur un cône de  $5^\circ$ . Elle est supérieure à la divergence dans le plan de phase, de l'ordre de  $2^\circ$  pour 16 antennes, et encore moins pour les OPAs de tailles supérieures. Cette première observation nous avertit que des OPAs proches des spécifications demandées (256, 512, 1000 antennes) produisent des divergences dans le plan de phase extrêmement faibles et que si nous souhaitons un faisceau laser avec un profil plus "circulaire", il sera nécessaire de diminuer la divergence dans le plan chromatique *via* un taux d'extraction bien plus

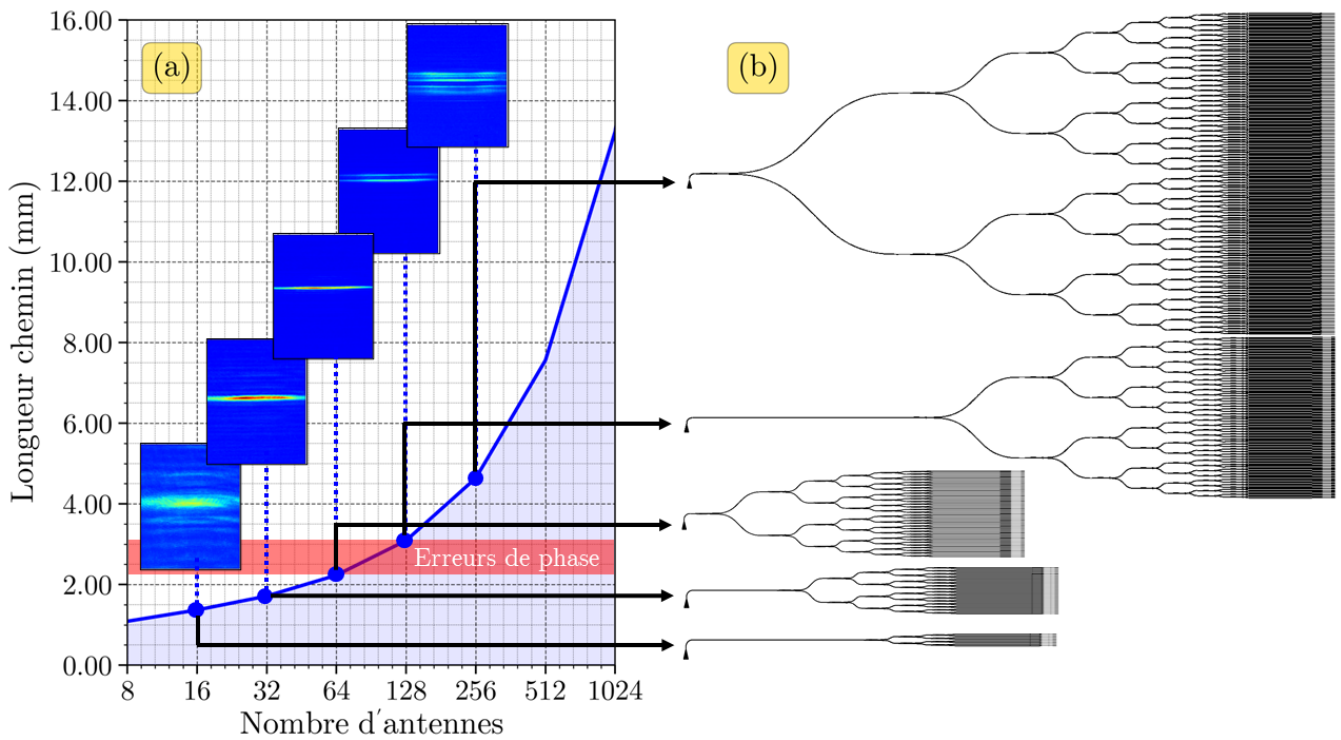


Figure 5.18 – (a) Relation entre le nombre d'antennes des OPA passifs de ACTARUS et longueur de trajet optique avec observations des champs lointains d'OPA et détermination de la longueur de cohérence de phase, (b) Correspondance entre schéma d'intégration des OPA passifs et le champ lointain observé.

faible et des longueurs bien plus élevées qu'à l'accoutumée . Les travaux décrits en sous-section 1.1.2 sont tout à fait bienvenus pour notre sujet d'étude. Néanmoins, comme ce sujet de conception d'antenne n'a pas fait partie de notre travail, nous avons bénéficié des travaux réalisés par S. Guerber sur les antennes corruguées qui ont été implémentées sur TRX9 et ALCOR et qui produisent des champs bien moins divergents, comme nous le verrons dans la section suivante. Enfin, nous pouvons voir que passé un nombre d'antennes de 64, le champ se dédouble à 128 antennes, et se dégrade franchement à 256 antennes. Nous attribuons cela au dépassement de la **longueur de cohérence de phase** qui génère des dégradations prédites en Figure 2.5. Cette succession d'observations sert également de méthode d'estimation quantitative de cette longueur de cohérence car nous avons fourni, en ordonnée, les longueurs de trajet physique. La longueur de cohérence appartient donc à l'intervalle de longueur délimité par la zone écarlate annotée "Erreurs de phase" car c'est dans cette zone que la qualité du champ varie fortement vers le pire. Ainsi par cette méthode, nous pouvons estimer une longueur de cohérence de phase située entre 2,5 et 3 mm, ce qui est cohérent avec les valeurs reportées en [82]. Dans cette publication, les guides MRIB ont une longueur de cohérence estimée à 1,6mm, tandis que les guides STRIP en sont à 4,17 mm. Nous gardons à l'esprit que ces mesures ont été menées sur du silicium de 220 nm d'épaisseur, plus fin que nos guides 300 nm, ce qui implique que les modes optiques sont bien plus confinés dans ces travaux et donc plus sensibles aux erreurs de fabrication. Il n'est donc pas anormal de trouver des longueurs de cohérences plus élevées dans du silicium épais de 300 nm, et ce paramètre pourrait être amélioré avec du silicium 500 nm ou *via* d'autres techniques, comme l'utilisation de modes TM, proposées en [130]. Néanmoins, nous constatons aisément avec cette figure, qu'il ne sera pas possible de conserver des valeurs de phase non aléatoires à l'entrée des antennes si nous voulons des OPAs à 1000 antennes au vu de ce qu'il se produit déjà avec 256 antennes.

### 5.3.3 Optimisation d'un faisceau laser

C'est sur cette acceptation, ci-dessus, qui est que la phase en sortie d'un OPA passif n'est pas contrôlable du fait des erreurs de fabrication, que nous parlons dans cette section de la manière de transformer un faisceau dégradé en un faisceau "optimisé", c'est-à-dire, qui soit conforme à la théorie. Le principe de cette optimisation est résumé par la Figure 5.19 qui retrace les premiers résultats de mesures faites sur l'OPA 16 antennes à base de jonction p-i-n à injection sur le masque ACTARUS qui se sont tenues en Décembre 2019.

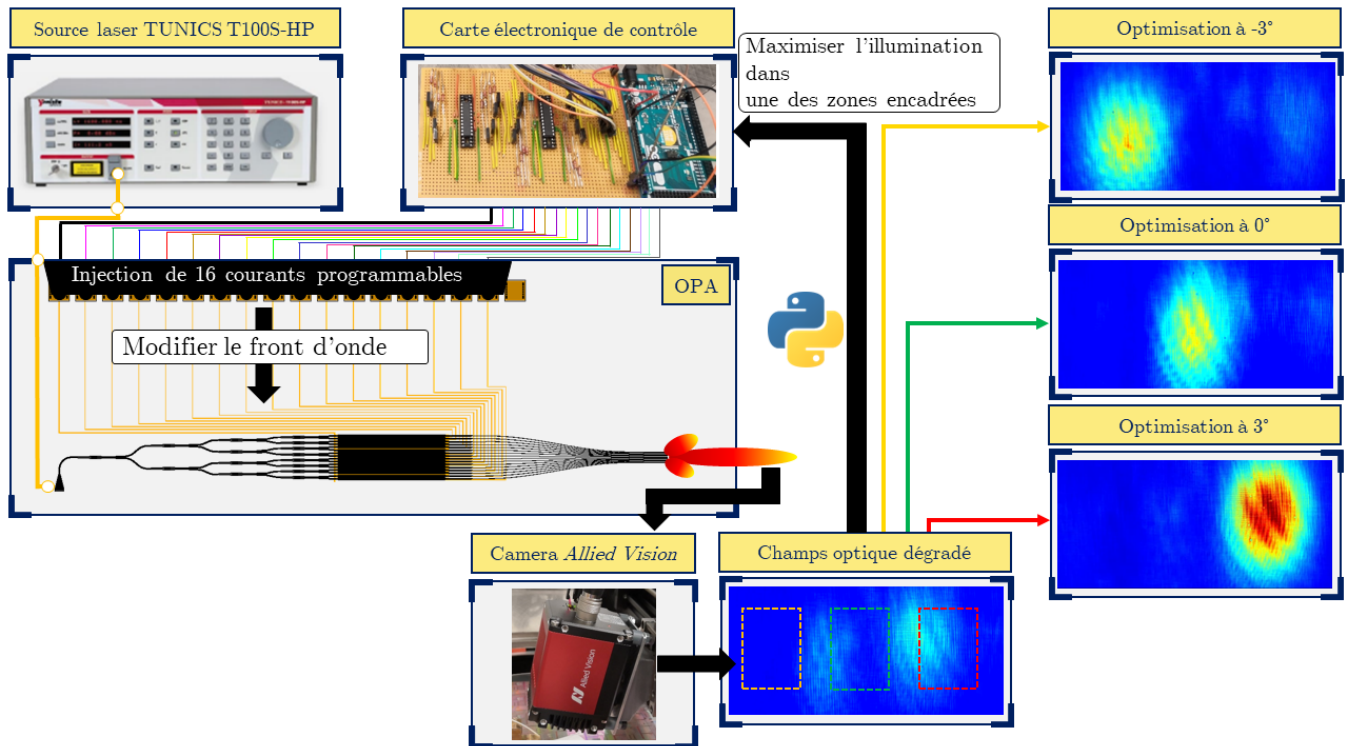


Figure 5.19 – Principe schématique du contrôle d'un faisceau laser *via* une boucle de rétroaction entre illumination du champs lointain et injection de 16 courants personnalisés

Cette figure décrit le montage théorique du banc de la Figure 5.17 afin de le comparer aux bancs utilisés dans les Figure 5.7 ou Figure 5.2. Ici nous disposons toujours de la source laser habituelle qui est connectée directement à l'OPA. Ce dernier va alors émettre un champ optique en bas à droite de la case "OPA", et illustré en ellipses rouges-orangées. En suivant les flèches noires, ce champ optique est observé par la caméra infrarouge GoldEye qui va, comme prévu, observer un champ dégradé, qui contient ici deux lobes informes. C'est à cette étape que nous utilisons un algorithme Python qui va extraire l'image de la caméra, Définir virtuellement sur l'image du champ, différentes zones encadrées, ici illustrées par des cadres de couleurs rouge, vert et jaune. L'algorithme va alors calculer la somme de tout les pixels présents dans un seul des cadres, et considérer ce critère "d'illumination" comme un critère d'optimisation à maximiser. L'algorithme Python, peut alors contrôler, dans une boucle de rétroaction la carte de contrôle électronique, photographiée en haut de l'image afin qu'elle puisse injecter 16 courants électriques différents dans les jonctions p-i-n. Nous avons conçu artisanalement cette carte sur la base de composants électroniques pilotés par une carte Arduino en communication avec le programme Python. Cette carte, basée sur un circuit illustré en Figure 5.20 est alimentée par une source de courant unique, divisée alors en 16 courants électriques redirigés vers chaque p-i-n. Les courants électriques sont initialement maintenus à 0 mA *via* 16

transistors NPN placés entre les p-i-n et la source de courant unique dans le sens émetteur - collecteur. Le côté drain est connecté à des convertisseurs numériques analogiques (DACs) directement commandés par la carte Arduino, qui peut alors imposer 16 différentes tensions sur les DACs codés sur 256 valeurs et donc ouvrir plus ou moins les canaux de courants au prorata de l'intensité de la source unique.

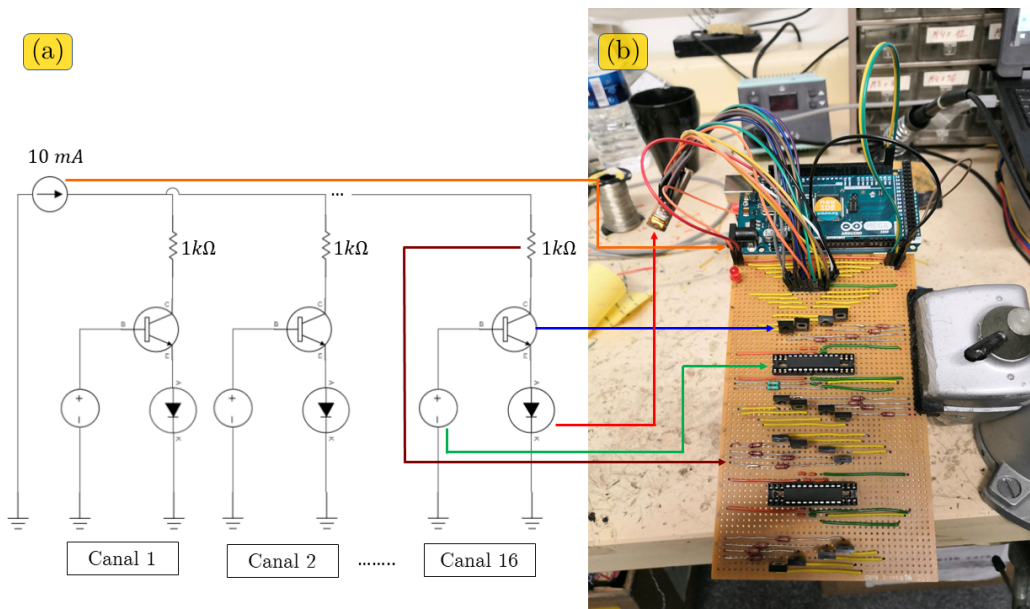


Figure 5.20 – (a) Principe du circuit électronique, (b) Correspondance physique du circuit électronique sur la carte

Ainsi, l'algorithme Python a pour consigne de changer la distribution de courant de sorte d'augmenter "l'illumination" dans l'une ou l'autre des zones encadrées. Au départ, l'algorithme était dit "déterministe" car il testait chaque valeur de courant, canal par canal, et consécutivement, jusqu'à trouver l'optimum. Cette manière de faire, qui est de l'optimisation en force brute a été pourtant très efficace, et permet à cette boucle de rétroaction d'optimiser un faisceau laser en quelques secondes, dans une position précise de l'écran. Nous donnons ici, à droite de l'image, trois champs optimisés, respectivement à  $-3^\circ$ ,  $0^\circ$  et  $3^\circ$ . La référence à  $0^\circ$  sur ACTARUS n'est malheureusement pas absolue, et ne peut être obtenue que sur ALCOR ou sur la même latitude que l'OPA à étudier est positionné un très petit OPA sans modulateur, tirant donc à  $0^\circ$  et pouvant illuminer la caméra sur les pixels correspondant à  $0^\circ$  dans le plan de phase. Néanmoins, même si la position du  $0^\circ$  est relative sur ACTARUS, comme nous connaissons la hauteur de la caméra par rapport à la plaque, la taille d'un pixel et le nombre de pixels sur l'écran, nous pouvons attribuer à chaque point de l'image une direction angulaire et ainsi relier l'observation expérimentale aux profils théoriques du chapitre 2. L'algorithme a ensuite été grandement amélioré vers une méthode d'optimisation génétique qui a permis des optimisations plus rapides, donnant de meilleurs profils de faisceaux. Nous avons pu profiter de cet algorithme génétique dans toute la suite de nos mesures.

Néanmoins, cet algorithme a pour cela besoin d'appliquer aux modulateurs un certain intervalle de tension ou de courants, discrétisé en un certain nombre de valeurs. Cela impose donc deux questions, la première étant la tension maximale à imposer, et en combien d'éléments la subdiviser. La première réponse s'obtiendrait en pratique grâce à l'utilisation des structures de test de déphasage en 5.2.2 qui nous permettent d'obtenir la tension  $V_{2\pi}$  à appliquer au maximum. Néanmoins, il peut subsister des différences, comme nous l'avons vu, entre composants, puces ou même plaques différentes. Ainsi, une méthode a été

mise au point pour extraire cette information directement d'un OPA. De surcroît, l'erreur de conception sur ACTARUS, précédemment indiquée, nous retirant la possibilité de mesurer le déphasage des p-i-n a été surmonté *via* cette méthode. Le principe est d'optimiser un faisceau laser *via* l'algorithme en imposant une tension maximale d'application estimée, après cette étape, les antennes disposent tous de la même phase. Ensuite, nous opérons une variation de tension sur une seule antenne. Ainsi, à 0 V de tension supplémentaire, le faisceau est optimisé, puis à  $V_{2\pi}$  de tension supplémentaire, la phase est revenue à son point de départ et le faisceau est toujours optimisé. Entre ces deux points, nous observons une variation d'amplitude du faisceau, c'est à dire, une variation d'illumination des pixels dans la zone encadrée. En réalité, cette méthode a reproduit le principe d'un interféromètre et nous pouvons observer une figure d'interférence qui nous permet d'obtenir la véritable tension maximale d'application de l'OPA, comme illustré sur les Figure 5.21.(a) et (b) qui exposent les observations faites sur l'illumination totale à l'écran de la caméra au-dessus respectivement d'un OPA 16 antennes à p-i-n ACTARUS, et l'OPA 256 antennes de ALCOR composé de p-n à déplétion. Ce dernier OPA a bénéficié d'un montage similaire à celui utilisé et décrit ici, mais avec de nombreuses améliorations indispensables pour la mesure d'un balayage laser, et qui seront détaillées en 5.3.4.

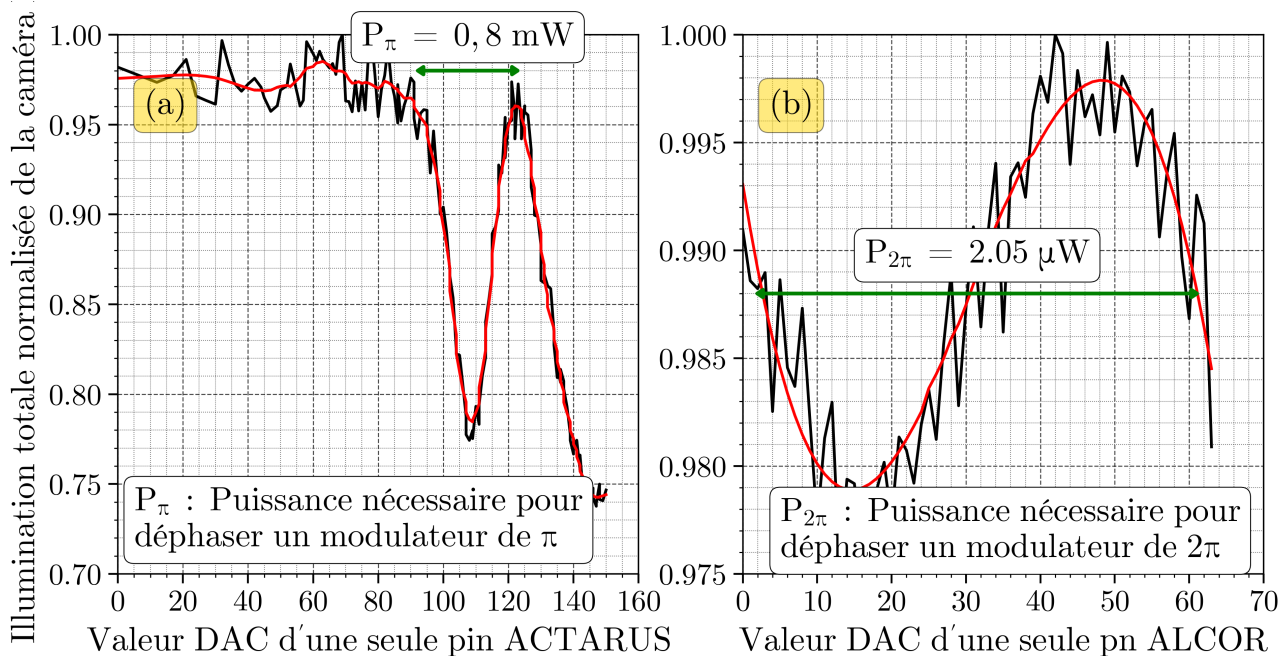


Figure 5.21 – (a) Méthode d'estimation de la puissance nécessaire pour déphaser une jonction p-i-n à injection de  $2\pi$  *via* l'observation de faisceaux, (b) Méthode précédente appliquée à une jonction p-n à déplétion

Ce que nous constatons dans ces deux figures est effectivement une variation sinusoïdale de l'intensité du faisceau normalisée en fonction de la valeurs que nous imposons sur les DACs. Ces valeurs sont toujours codées sur 256 valeurs, mais ils est possible de se limiter à 64 valeurs. Cette observation est empirique et fonctionne sur l'ensemble des optimisations faites sur les OPAs. En Figure 5.21.(a), nous avons utilisé cette méthode pour déterminer la puissance nécessaire pour atteindre  $P_{\pi}$  qui nous a fourni une valeur de 0,8 mW correspondant approximativement à la consommation moyenne du modulateur illustrée en Figure 5.16. Enfin, en Figure 5.21.(b), nous pouvons observer une variation d'illumination sous l'effet d'une modification de la tension appliquée sur des jonctions p-n sur 64 valeurs de DAC, 0 étant 0V et 64 étant 3.5 V, nous pouvons alors facilement conclure ici que le  $V_{2\pi}$  est de 3.5 V, c'est une information qui est à nouveau en accord avec nos mesures résumées en Figure 5.11 car nous avons vu que la p-n de ALCOR



n'est en mesure de déphaser de  $2\pi$  avec une limitation de 3,3 V qu'avec une longueur de  $14 \pm 0.5 \text{ mm}$ . L'OPA 256 canaux ayant justement des p-n de 14mm. Cette méthode nous met en garde contre deux dérives. La première est de croire que la tension  $V_{2\pi}$  est inférieure à la réalité, et en ce cas, nous opérerons des optimisations imparfaites car nous serons incapables d'atteindre un déphasage inter-antennes de  $2\pi$  et un faisceau que nous croyons optimisé, aurait pu l'être bien mieux. La seconde dérive serait de croire  $V_{2\pi}$  supérieure à la réalité et d'imposer des tensions supérieures à ce qu'il est nécessaire. Dans ce cas, nos optimisations seraient aussi parfaites que possibles mais au prix d'une augmentation de la consommation du système complet. Cette méthode de détermination de la tension maximale permet donc d'assurer les meilleures optimisations possibles de faisceaux tout en limitant la consommation. Enfin, l'algorithme, qu'il soit déterministe ou génétique, ne fait pourtant que maximiser l'illumination dans une certaine zone. On pouvait donc légitimement s'inquiéter de la forme du champ par rapport à la théorie. Il pourrait très bien exister une solution à illumination maximale, qui ait une forme différente de Figure 2.2. C'est pourquoi, après avoir bien défini les tensions maximales d'application et la résolution des DACs, nous avons tracé le profil du champ dans le plan de phase en le comparant à la théorie. Le résultat de cette analyse est disponible dans la Figure 5.22 ci-dessous.

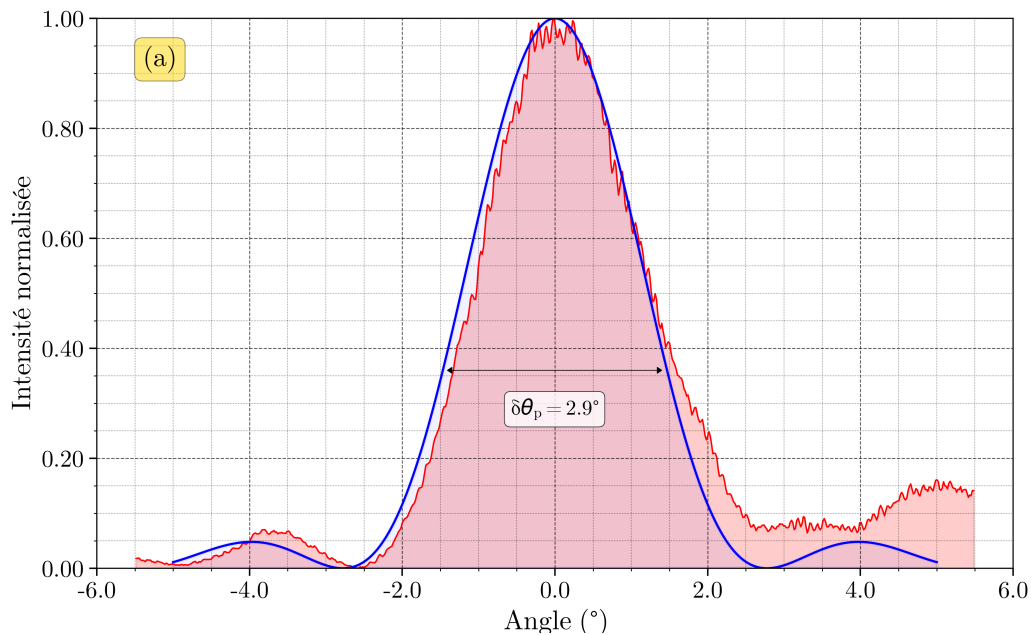


Figure 5.22 – Comparaison entre le profil d'intensité du faisceau optique en sortie d'un OPA 16 antennes à p-i-n à injection (en rouge) par rapport au profil modélisé (en bleu)

Ce que nous pouvons constater, c'est que le champ observé, en rouge, et que nous illustrons ici en intensité normalisée suivant la direction du plan de phase, se calque très bien avec la courbe bleue qui constitue le cas théorique attendu. Ces deux courbes, représentent alors le champ lointain, dans le plan de phase, d'un OPA à 16 antennes séparées de  $2\mu\text{m}$ . Nous pouvons même observer sur le champ mesuré, la présence des lobes secondaires prédits par la théorie, qui établit en réalité qu'un champ d'OPA est décrit par une fonction sinus cardinale, issue d'une simplification plus poussée de l'équation (2.2). Ces observations nous permettent alors d'en extraire une divergence de  $2,9^\circ$  qui correspond, pour rappel, à la largeur à  $63\%$  de la hauteur.

Ces optimisations ont permis d'obtenir par la suite de nombreux champs issus à la fois de TRX9, ACTARUS

et ALCOR sur de multiples OPAs à 16 antennes, afin de comparer les divergences qui sont listées en Figure 5.23 dans des figures 2D représentant la distribution angulaire dans les deux directions des champs lointains. La principale différence entre ces masques et l'utilisation des antennes corruguées sur TRX9 et ALCOR, qui disposent d'un plus faible taux d'extraction par rapport aux antennes à gravure partielles de ACTARUS. Les antennes corruguées ont été conçues par S. Guerber pour différentes raisons dont l'une était de réduire la divergence dans le plan chromatique. Ainsi les champs lointain des antennes corruguées se sont révélés cette fois plus fin dans le plan de phase que dans le plan chromatique.

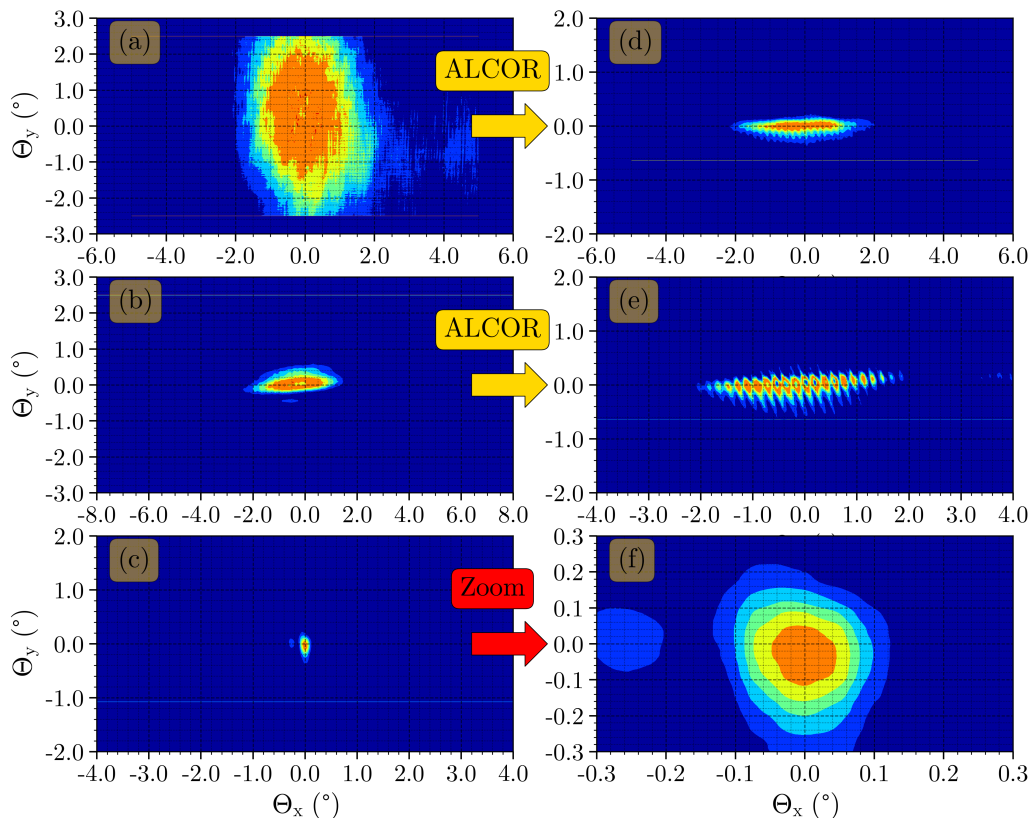


Figure 5.23 – Profil de champs optiques, (a) OPA 16 p-i-n ACTARUS sans antennes corruguées, (b) OPA 16 p-n TRX9, (c) OPA 256 p-n ALCOR, (d) OPA 16 p-i-n ALCOR (e) OPA 16 p-n ALCOR, (f) Agrandissement OPA 256 p-n ALCOR

Nous pouvons donc voir en Figure 5.23.(a) que le faisceau laser est très divergent, dans les deux directions et forme un faisceau de  $2,9^\circ \times 5,2^\circ$ , bien plus divergent que les  $0,1^\circ \times 0,1^\circ$  attendus dans les spécifications fournies en Table 2.1. En Figure 5.23.(b), nous montrons le champ optimisé de l'OPA 16 antennes de TRX9, premier prototype de nos travaux à disposer des antennes corruguées. La divergence dans le plan de phase est la même et égale à  $2,9^\circ$ , mais celle dans le plan chromatique a été réduite à  $0,31^\circ$ , soit 15 fois moins divergente, ce qui permet un faisceau qualitativement plus propre que précédemment. Ces antennes corruguées ont alors été utilisées sur le masque ALCOR pour la première fois, car jamais implémentées sur la plateforme PIC50 auparavant. Le même OPA à p-i-n que ACTARUS a engendré un champ reproduit en Figure 5.23.(d) tandis que le même OPA TRX9 du CEA à base de p-n a produit un champ en Figure 5.23.(e). Nous pouvons voir que ces champs sont très similaires, si l'on prend garde aux limites numériques des différents axes. Néanmoins, des oscillations, ressemblant à des cavités Fabry-Perot sont visibles, particulièrement sur la figure (e). Nous n'avons pas pu investiguer, faute de temps et de compé-

tences, sur cette origine, qui pourrait être la présence de l'empilement caractéristique de PIC50G avec des couches d'arrêts SiN, non présentes au CEA LETI, et qui produiraient des réflexions multiples. A titre de remarque, l'OPA TRX9 et ALCOR à base de p-n sur les figures (b) et (e) ont la particularité de posséder une arborescence de guides et de MMIs en SiN PECVD, et malgré les pertes plus élevées, reportées dans le cas de ALCOR à 0,59 dB/mm, les diviseurs et transitions restent à faibles pertes et ces OPAs fonctionnent bien et permettent de valider l'utilisation d'OPAs hybrides Si/SiN. Afin de réduire la divergence dans le plan de phase, la seule méthode étant l'augmentation du nombre d'antennes, nous avons reproduit en Figure 5.23.(c) le champ optimisé de l'OPA 256 antennes à base de p-n et d'antennes corruguées de ALCOR. La divergence retombe alors à une valeur de  $0,16^\circ \times 0,31^\circ$ , ce qui donne un faisceau elliptique de rapport 2 se rapprochant toujours plus de la sphéricité recherchée. En Figure 5.23.(f), nous illustrons le même champ zoomé et qui permet de se figurer le chemin parcouru depuis le premier OPA démontré sur ACTARUS en Figure 5.23.(a). Cette divergence se rapproche encore plus des spécifications, avec un facteur de seulement 1.6 dans le plan de phase et 3 dans le plan chromatique. Ce qui signifie qu'il nous faut effectivement monter le nombre d'antennes, et produire une antenne avec des motifs périodiques encore plus fins pour réduire le taux d'extraction. Afin de résumer les valeurs obtenues dans ces différentes figures, nous mettons à disposition le tableau suivant. Celui-ci compare de plus, les valeurs de divergence reportées contre celles prédites par la théorie. Comme nous nous sommes concentré sur le plan de phase, seules les valeurs théoriques dans ce plan sont fournies et sont en bon accord avec les mesures. Des simulations de type 3D-FDTD proposées par le logiciel Lumerical seront nécessaires pour réaliser des simulations d'antennes et prédire les divergences dans le plan chromatique.

OPA	Divergence théorique	Divergence mesurée
16 canaux p-i-n ACTARUS	$2,9^\circ \times ??^\circ$	$2,9^\circ \times 5,2^\circ$
16 canaux p-i-n ALCOR	$2,9^\circ \times ??^\circ$	$2,9^\circ \times 0,31^\circ$
16 canaux p-n TRX9	$2,9^\circ \times ??^\circ$	$2,9^\circ \times 0,31^\circ$
16 canaux p-n ALCOR	$2,9^\circ \times ??^\circ$	$2,9^\circ \times 0,31^\circ$
256 canaux p-n ALCOR	$0,31^\circ \times ??^\circ$	$0,16^\circ \times 0,31^\circ$

Table 5.7 – Résumé des divergences reportées sur les différentes OPAs

### 5.3.4 Balayage

Dans la section précédente, nous avons explicité le principe de l'optimisation d'un faisceau, sur une position arbitraire de l'écran de la caméra, et donc vers une direction donnée. Le balayage laser ne se résume alors qu'à une optimisation du faisceau laser dans chaque direction, le déphasage de chaque optimisation est alors enregistré, et nous pouvons alors balayer l'OPA en injectant les valeurs enregistrées. Cette méthode marche d'autant mieux qu'il n'y a aucun phénomène d'hysteresis ni de dérive dans le temps. Une optimisation à une direction donnée est valide et produit le même faisceau, même après plusieurs jours. Le seul problème est que cette direction de faisceau se limite à l'ouverture de la caméra par rapport au réseau d'antennes. De manière pratique, nous essayons de rapprocher au maximum la caméra de la plaque dans les limites de l'encombrement imposé par le banc photonique. Ce qui nous donne initialement un champ d'ouverture de  $10^\circ$ , ce qui constitue une lourde limitation pour l'étude d'OPAs qui sont *a priori* capables de balayer sur plus de  $40^\circ$  d'amplitude avec les écarts d'antennes utilisés de  $1,55\mu m$  à  $2\mu m$ . Ce problème n'a pu être résolu pour les premiers démonstrateurs ACTARUS, mais en fin de thèse, il a été surmonté grâce à un nouveau montage dédié à l'étude de l'OPA 256 canaux sur ALCOR. Ce nouveau montage, développé par S. Guerber et P.Grosse est illustré en Figure 5.24

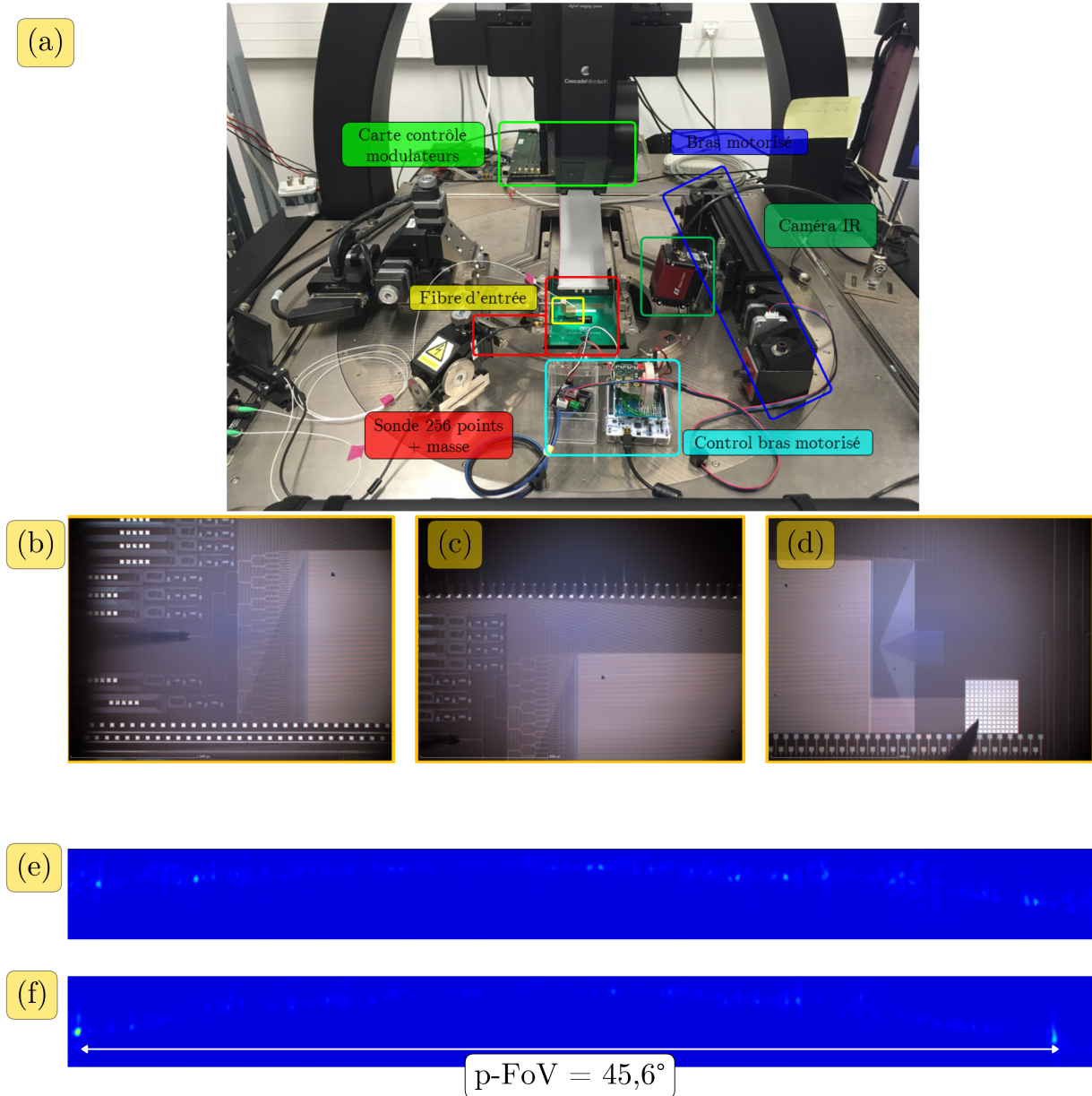


Figure 5.24 – (a) Montage d’observation d’OPA 256 canaux avec large FoV, (b) Injection de lumière sur l’OPA, (c) Connexion de la carte-mère aux 256 contacts, (d) Réseau des 256 antennes corruguées, (e) Observation panoramique du champs dégradé de l’OPA, (f) Optimisation du faisceau laser à 22°, l’ordre 0 à gauche, l’ordre 1 à droite

Dans ce montage, nous gardons la même disposition qu’en Figure 5.17, mais la caméra est propulsée par un bras motorisé contrôlé par une carte Arduino dédiée. Une carte de contrôle de modulateurs basée sur des FPGAs permet l’envoi d’au plus 512 courants ou tensions et est connectée à une sonde 512 pointes qui est positionnée juste au-dessus de la plaque. Celle-ci est cachée par la carte sur laquelle est gravée au milieu une ouverture rectangulaire par laquelle la fibre d’entrée va pouvoir s’immiscer afin de se position-

ner au-dessus d'un réseau de couplage comme photographié en Figure 5.17.(b). La carte aux 512 pointes électriques se connecte aux 256 contacts pre-disposés sur la plaque comme illustré en Figure 5.17.(c) et le dense réseau de 256 antennes en Figure 5.17. (d) est positionné en-dessous de l'ouverture rectangulaire afin de laisser passer le faisceau laser qui sera observé par la caméra. Une série de photos à la caméra sera prise durant sa mise en mouvement par le bras motorisé afin de créer une prise de vue panoramique. Sans optimisation de l'OPA, nous pouvons voir un faisceau dégradé en Figure 5.17.(e). Celui-ci étant aléatoire mais convolué par l'enveloppe de l'antenne, nous montre en réalité un halo en forme d'arc lumineux qui est plus que semblable à l'observation du champ d'une antenne seule. Une fois optimisé, nous pouvons à nouveau observer un faisceau laser, mais dans une direction bien supérieure à ce que pourrait offrir une caméra avec sa si petite ouverture. A titre de démonstration, nous illustrons en Figure 5.17.(f) le faisceau laser optimisé pour  $22^\circ$  qui correspond à la direction pour un déphasage de  $\pi$ , nous observons un faisceau laser à l'extrême-gauche du panorama. Tandis qu'à l'extrême-droite, nous observons un autre faisceau qui est en réalité l'ordre 1 prédit par la théorie. Si nous choisissons cet exemple c'est parce que la définition du FoV qui est demandé par les spécifications système correspond pour rappel, à l'angle entre l'ordre principal et l'ordre  $\pm 1$  quand ceux-ci sont indiscernables, ou autrement dit quand le déphasage inter-antenne est de  $\pi$ . Ce qu'illustre cette figure, c'est la capacité de ce banc expérimental à caractériser l'angle maximal de balayage (FoV) d'un OPA, qui était la dernière donnée qui nous manquait avec la divergence. Cela nous permet des optimisations successives sur, par exemple 11 directions de  $+5^\circ$  à  $-5^\circ$  par pas de  $1^\circ$  sur ACTARUS, comme illustré en Figure 5.25.(a). Malheureusement ce temps, même sur un faible nombre de points prend tout de même 4 min et demande d'enregistrer en mémoire, 16 valeurs de courant multipliées par 11 le nombre de points. Ce qui implique d'intégrer un dispositif de mémoire avec l'OPA. En Figure 5.25.(b), nous pouvons opérer un balayage avec l'OPA 256 canaux sur  $\pm 2^\circ$  grâce au dispositif motorisé, mais l'optimisation sur 256 canaux, même avec le même nombre de 11 points, prend encore plus de temps avec 1h de temps de calcul.

Pour cette raison, une méthode dite de mono-calibration a été mise au point et décrite plus précisément en[129]. Plutôt que de calibrer pour chaque angle, elle opère une calibration pour  $0^\circ$  en partant de l'hypothèse qu'après cette optimisation, les antennes ont toute la même phase. Suite à cela, pour diriger un faisceau vers un angle donné, la théorie nous dit quel déphasage est nécessaire. En implémentant la loi de déphasage du modulateur utilisé dans un code, cette méthode applique la tension nécessaire pour un déphasage compensatoire entre chaque antenne. En d'autres termes, la mono-calibration applique la méthode préconisée par la théorie. Par cette technique, une seule calibration est nécessaire et nous obtenons un résultat tel qu'illustré en Figure 5.25.(c) avec 200 directions en seulement 8 min d'optimisation soit une vitesse de calibration multipliée par 120. De plus, il n'est besoin d'enregistrer qu'une seule calibration si nous connaissons la loi de relation tension - déphasage ainsi que la puissance nécessaire pour atteindre  $2\pi$ . Néanmoins, nous observons de lourdes variations d'intensité entre chaque direction. Il y a probablement deux sources à cela, la première est l'enveloppe de l'antenne. Pour des raisons encore non élucidées précisément, on note que l'intensité est plus faible pour des angles proches de  $0^\circ$  que pour des angles périphériques. Cette observation est faite sur l'ensemble des OPAs utilisant les antennes corruguées, que cela soit sur la plateforme STMicroelectronics ou CEA LETI. Cela signifie qu'un travail doit être menée sur la conception d'antenne avec une enveloppe donnée. Ensuite, dans ces travaux, nous avons considéré en première approximation que le déphasage évolue linéairement avec la tension de 0 à 3,5 V dans le cas de l'OPA 256 canaux. Cette approximation est fautive car nous avons vu en Figure 5.10.(a) que le déphasage d'une p-n n'est pas linéaire avec la tension appliquée. Ceci peut entraîner des perturbations supplémentaires dans le cadre de cette figure, mais ne pose pas de difficultés majeures pour être corrigé.

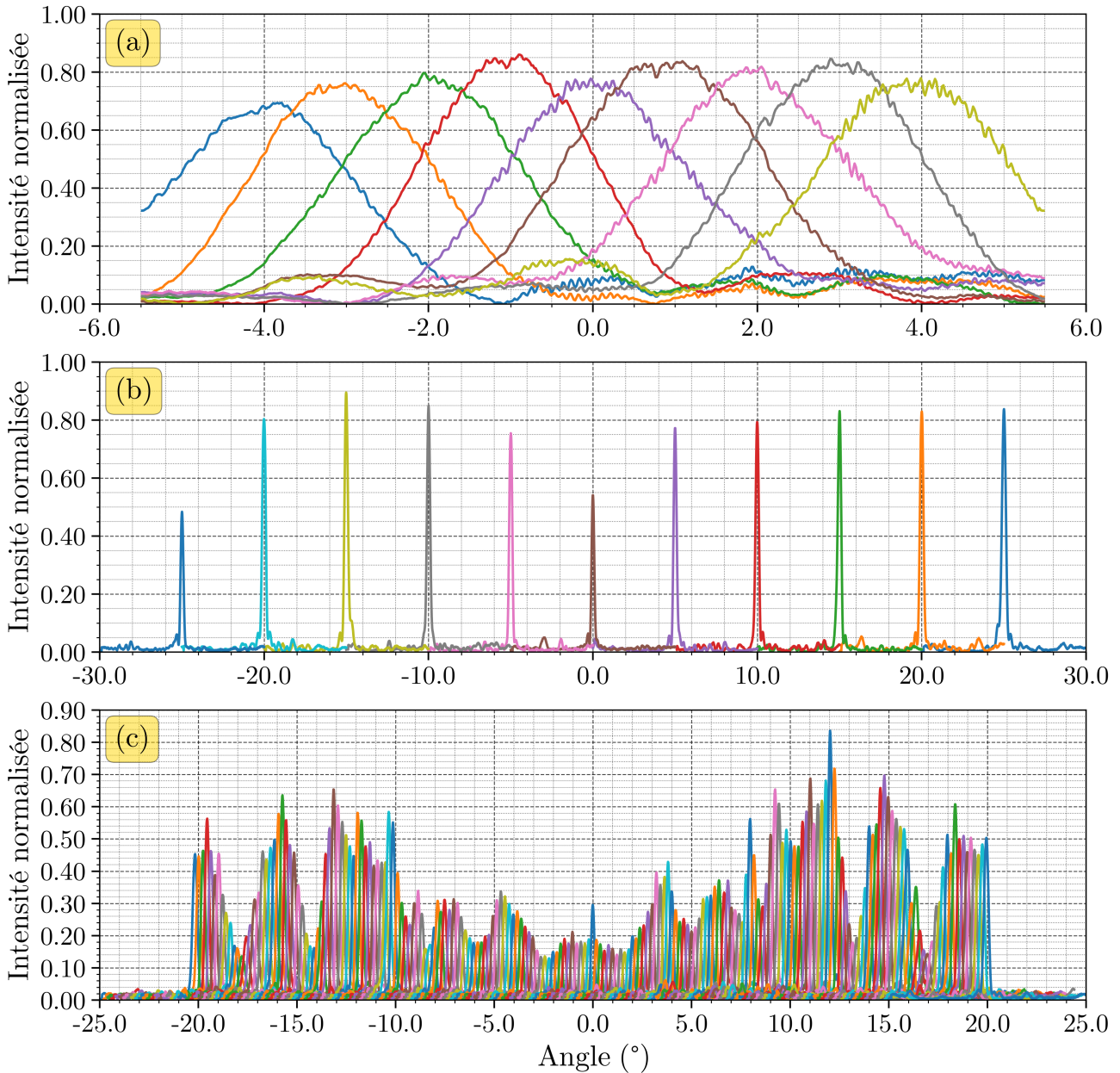


Figure 5.25 – (a) Balayage d'un OPA 16 antennes, 11 points sur  $10^\circ$  et 4 min d'optimisation, (b) Balayage d'un OPA 256 antennes, 11 points sur  $50^\circ$  et 1h d'optimisation (c) Balayage d'un OPA 256 antennes, 200 points sur  $50^\circ$  et 8 min d'optimisation en mono-calibration

### 5.3.5 Balayage 2D et Application "display"

Comme nous l'avons indiqué en chapitre 1 et 2, les OPAs sont une solution intéressante pour balayer suivant une direction, et nous avons montré dans la section précédente notre capacité à tenir cette promesse suivant une direction. Le balayage dans la seconde dimension n'a pas été le coeur de ces travaux de thèse car la seule méthode accessible était le changement en longueur d'onde de la source laser pour modifier l'angle d'émission de l'antenne. Modifier la sensibilité d'une antenne afin que son angle d'émission varie

fortement avec la longueur d'onde est un sujet extrêmement complexe et produire des antennes alors dites dispersives demande l'équivalent d'une thèse supplémentaire sinon plus. Néanmoins, les récentes expérimentations menées par L.E Bataille sur mes circuits OPAs ont permis d'illustrer un balayage en 2D sur un exemple ludique, certes, mais permettant de quantifier la dispersion des antennes. En manipulant simultanément la modulation de phase et la longueur d'onde, il a été possible de réaliser les balayages bidirectionnels afin d'afficher un logo ST primaire, comme illustré en Figure 5.26.(a). Cette image a néanmoins permis de reporter un balayage en longueur d'onde de 10 nm pour un balayage dans le plan chromatique de  $2^\circ$ , soit une sensibilité de  $0,2^\circ/\text{nm}$ . Pour obtenir ce résultat les algorithmes Python décrits en 5.3.3 ont été ré-employés pour une optimisation à une longueur d'onde donnée, puis pour les suivantes entre 1545 nm et 1555 nm. A chaque nouvelle longueur d'onde, une optimisation complète doit être reproduite car les erreurs de phase entre chaque canaux que nous compensons dépendent de la longueur d'onde, l'optimisation doit donc être réitérée depuis 0 à chaque nouvel angle dans le plan chromatique. En particulier la monocalibration qui part du principe d'une connaissance des erreurs de phase fixe, doit être relancée 10 fois pour les 10 longueurs d'onde testées entre 1545 et 1555 nm par pas de 1 nm.

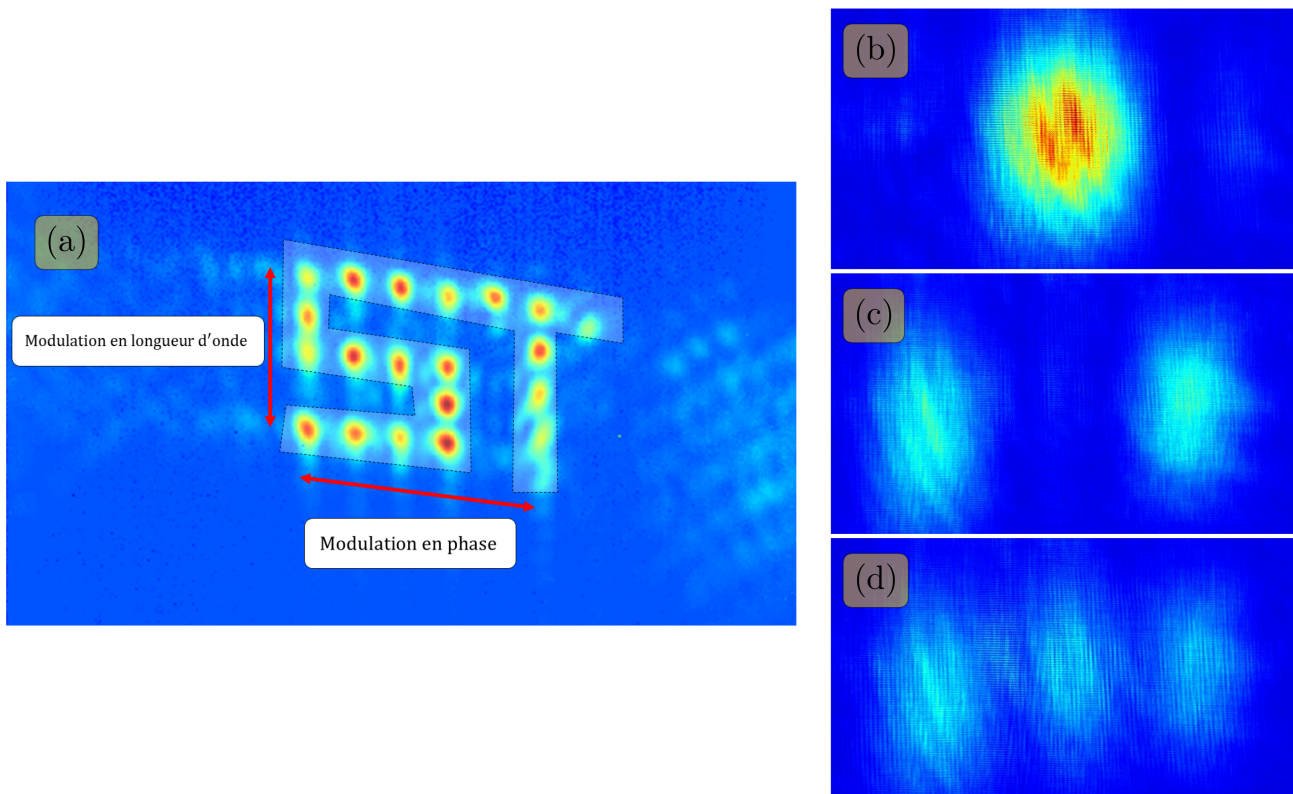


Figure 5.26 – (a) Logo ST en balayage 2D (phase + longueur d'onde), (b) Optimisation à un faisceau, (c) deux faisceaux, (d) trois faisceaux

Ce logo ST est une ouverture sur de potentielles applications des OPAs dans le domaine de l'affichage ou l'imagerie. En particulier, de multiples démonstration d'OPAs dans le domaine visible RGB, en SiN, fonctionnant sur les mêmes principes ont déjà été démontrés [4], [131], [132] en tant que projecteurs laser d'images par un seul faisceau laser. A titre de réflexion, nous livrons également une expérience menée sur l'OPA 16 antennes de ACTARUS. Un OPA étant un manipulateur de front d'onde, il est donc en théorie capable de générer des formes arbitraires dont le faisceau laser gaussien n'est qu'un cas particulier, il peut donc créer théoriquement des formes pour de l'affichage. Afin d'illustrer cela, nous avons modifié

l'algorithme Python afin de ne pas optimiser un faisceau laser sur une zone unique mais sur plusieurs simultanément afin de créer des formes à 2 faisceaux ou 3 faisceaux. Les résultats de ces optimisations sont fournis respectivement en Figure 5.26(b),(c) et (d). Grâce aux algorithmes génétiques, nous avons été capables de générer des formes à faisceaux multiples se répartissant équitablement l'intensité laser car nous leur avons donné cette consigne. De la même manière nous avons pu générer des faisceaux quasi-gaussiens ou quasi-rectangulaires en modifiant la consigne. Nous n'avons pas réitéré l'expérience sur l'OPA 256 canaux car cela digressait par rapport au sujet de thèse, mais les observations encourageantes sur un petit OPA à juste 16 canaux, pourraient être bien plus prometteuse avec un OPA à plusieurs centaines de canaux et un contrôle de phase plus précis pour engendrer des images plus précises. Néanmoins cette dernière partie restera peu détaillée dans le cadre de cette thèse car nous avons choisi de ne pas nous concentrer sur le travail de conception des antennes pour les applications 2D. Nous avons énormément bénéficié des travaux de Mr S. Guerber sur ce point. Les travaux de doctorat, toujours en cours menés par Mme Louise-Eugénie Bataille tels que le logo ST en Figure 5.26.(a) seront plus dirigés vers cette difficile mais passionnante thématique des antennes et la projection 2D. Le temps dégagé par ce choix a permis de développer un sujet original de modulateur à base d'alliages AlGaIn avec pour objectif de proposer des modulateurs à forte transparence, très basse consommation et fonctionnant du visible à l'infrarouge contrairement au Si et qui pourraient ultimement adresser de la projection optique visible comme infrarouge. Cette partie est détaillée dans le Chapitre 3.





## Conclusion

L'automatisation des tâches dans les sociétés actuelles continue sa fulgurante expansion, et avec elle, une demande perpétuellement croissante de technologies de capteurs. En particulier, les capteurs optiques se révèlent essentiels pour accompagner l'avènement de la robotique industrielle et domestique, l'Internet des objets, les communications ou même la surveillance environnementale. Parmi ces capteurs possibles, la technologie LiDAR est considérée comme l'une des pistes majeures pour visualiser en trois dimensions un environnement avec à la fois une résolution spatiale élevée de quelques mm à quelque mètres et une portée ajustable en quelques mètres à quelques centaines de mètres. Les dispositifs LiDARs déjà commercialisés sont néanmoins des dispositifs massifs, volumineux et très coûteux de par l'utilisation conjointe de nombreuses disciplines et équipements telles que l'optique, la mécanique, l'électronique et l'informatique. C'est en parallèle des avancées sur les LiDARs que c'est développé au début des années 80, la photonique silicium dans le but de fournir des interconnexions rapides et très économes en énergie dans le domaine des datacommunication. Mais elle offre aujourd'hui de plus en plus de diversité de choix, et en particulier, celui de concevoir des LiDARs présentant les mêmes propriétés que les interconnexions optiques. Avec des composants extrêmement compacts et planaires de l'ordre du  $\text{cm}^2$ , des fonctions optiques intégrée à très faible consommation énergétique et à très grande vitesse de commutation. De plus, la possibilité déterminante qu'offre la photonique sur silicium de fabriquer des circuits très denses, produits en volume dans des chaînes d'assemblage micro-électronique permet d'envisager une disponibilité massive et à bas coûts de ses technologies de capteurs. De nombreuses architectures de circuits LiDARs ont déjà été démontrées dans ce type de plateforme photonique mais l'une des plus prometteuse, est celle de la matrice d'antenne de phase ou OPA. Celle-ci est un réseau d'antennes optiques disposées de sorte à pouvoir transformer des signaux optiques guidés dans des circuits photoniques en un faisceau optique projeté hors de la puce. Un réseau de modulateurs de phase optique, permet en parallèle de contrôler la direction de ce faisceau laser par commandes électriques, afin de générer un balayage laser pouvant être couplé à un système de détection LiDAR, également intégré. Ces systèmes complets d'émission et de réception optiques promettent alors une utilisation dans les domaines de la voiture autonome, la robotique en générale, les communications non filaires ou les applications mobiles telles que la réalité virtuelle et augmentée. Pour cela un grand nombre de défis technologiques doivent être relevés par la photonique silicium.

Le LiDAR étant une combinaison de plusieurs fonctions optiques, qui, bien qu'intégrées toutes sur un même espace de composants en photonique silicium, vont se distinguer majoritairement sur les sujets de l'intégration d'une source optique (laser), de l'illumination de l'environnement grâce à un OPA, la détection des signaux retours qui peut être issue des techniques comme le Time-of-Flight ou le FMCW, l'électronique

de contrôle et le traitement des données. Ces multiples sujets ne peuvent être simultanément étudiés dans le cadre d'une thèse et nous nous sommes concentrés sur le dimensionnement de l'illuminateur OPA. En particulier, on se concentre sur le dimensionnement d'un OPA photonique pour des industries spécifiques comme le véhicule autonome ou les applications de téléphonie mobile. Les spécifications d'un OPA vont se concentrer sur 6 défis majeurs que sont :

- Projeter un faisceau laser d'une divergence inférieure à  $0.1^\circ$  via l'utilisation d'un OPA entre 500 et 1000 antennes photoniques, pour un même nombre de modulateurs de phase et de contrôles électronique.
- Balayer le faisceau optique sur un cône angulaire entre  $80^\circ$  et  $120^\circ$  via le rapprochement des antennes photoniques à une distance inférieure à la longueur d'onde.
- Réduire la consommation électrique de l'OPA à moins d'un Watt, ce qui demande une consommation d'un modulateur à moins d'un mW.
- Etre en capacité de balayer un faisceau laser à des fréquences de plus d'un MHz pour pouvoir illuminer successivement tout les positions d'un nuage de points séparés de 10 cm à 100 m, 15 fois par secondes.
- Réduire au maximum les pertes optiques de chaque composant photoniques constituant l'OPA. En particulier Limiter au maximum les pertes optiques du système OPA, composé de composants photoniques cascades tels les modulateurs de phase et les antennes dont les pertes optiques peuvent être inférieures à 50%.
- Proposer des composants photoniques compacts dans le but de former un OPA à 1000 antennes intégrale dans un espace de l'ordre de  $2 \times 2 \text{ cm}^2$ .

De nombreux composants photoniques sont à optimiser pour atteindre ces objectifs, et en particulier les antennes photoniques et les modulateurs de phase qui constituent deux domaines de la photoniques assez distinct dans le cadre de ma thèse. Mon choix s'est alors positionné sur l'étude des modulateurs de phase.

Le premier objectif de ma thèse a été d'étudier les différents types d'OPA proposés dans l'état de l'art depuis la première démonstration de 1972 et les modulateurs de phases utilisés. En particulier, quand la première génération d'OPA pré-années 2000 se basait sur l'emploi de matériau III-V ou de niobates pour exploiter l'effet Pockels. L'immense majorité des OPA post années 2010 exploitaient l'effet thermo-optique en photonique silicium. Les effets de porteurs de charges, hégémoniques dans la datacommunication pour des modulateurs basse consommation et haute bande passante se révélaient absent de l'état de l'art. Nous avons alors souhaité nous démarquer des OPAs thermiques et proposer des prototypes d'OPA électro-optiques basés sur les trois techniques d'injection, de déplétion et d'accumulation de porteurs de charges.

En parallèle de cette recherche bibliographique nous avons démontré que la plateforme photonique PIC50G de STMicroelectronics compatible à la fabrication d'OPA (ACTARUS). En collaboration avec le CEA LETI, nous avons conçu un OPA 16 antennes basé sur des composants photoniques standards et un modulateur de phase de type p-i-n à injection de porteurs. Ce modulateur de phase n'avait alors jamais été reporté dans un système OPA et proposait des valeurs de consommation de 0.8 mW en moyenne, contre plusieurs à plusieurs dizaines de mW pour les OPAs thermiques. En contrepartie, des pertes optiques supplémentaires de 2.4 dB dues à la présence de porteurs de charge atténuent le faisceau optiques mais nous avons pu expérimentalement observer, former et balayer un faisceau optique de  $2,9^\circ$  de divergence sur  $10^\circ$  de cône angulaire..

D'importants travaux de simulations numériques de modulateurs électro-optiques et thermo-optiques

ont été menées afin d'estimer les performances de la majorité des types de modulateurs évoqués dans l'état de l'art en les modifiant pour les rendre compatibles avec la plateforme PIC50G de STMicroelectronics au prix d'efforts d'intégration. Nous avons ainsi démontré des modulateurs thermiques, optimisés en consommation à 1 mW au mieux au prix de vitesses de balayage de 10-20 kHz ne remplissent pas les spécifications demandées malgré des longueurs de 1 mm et des transmissions optiques de 0,1-0,3 dB. En revanche, les modulateurs électro-optiques de type déplétion ont montré des consommations de l'ordre du  $\mu W$  par modulateur et des vitesses de balayage de l'ordre du GHz. Malheureusement, les modulateurs conçus pour les datacommunication font entre 8 et 12 mm de long pour -18 dB de pertes optiques. Des travaux d'optimisation sur le niveau de dopage du guide, élevé pour les datacoms, ont montré que les abaisser de  $N = 2P = 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  à  $P = N = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  tout en jouant sur la diminution de la rugosité des guides d'onde pour diminuer les pertes de propagations permet de réduire les pertes optiques à -3 dB. Les modulateurs électro-optiques à accumulation ont montré des performances similaires mais demandent des efforts d'intégration supplémentaires. *A fortiori*, nous avons démontré par la simulation et à l'aide de l'état de l'art que l'usage d'un modulateur à accumulation Si/III-V permet d'atteindre des performances qui remplissent en totalité les spécifications demandées au prix d'efforts important d'intégration notamment de collage moléculaire et de prise de contact III-V.

L'apport de ces simulations numériques s'est en pratique matérialisé dans des efforts d'intégrer des modulateurs de phase à déplétion de porteurs sur un masque CEA LETI (TRX9) afin de valider cette approche encore absente de l'état de l'art. Ce masque d'essai a permis de valider un OPA 16 canaux basé sur le principe de déplétion et permettant de former et balayer un faisceau laser sans dégradation visible par rapport au 1er prototype de la plateforme PIC50G de STMicroelectronics à base de p-i-n à injection. L'inconvénient majeur a été une taille d'OPA rallongée de 17 mm et des pertes estimées à -18 dB pour les seuls modulateurs. Les travaux d'optimisation réalisés en simulations nous ont conduit à réitérer cette approche avec la plateforme PIC50G pour démontrer un OPA de 256 canaux afin de s'approcher des spécifications de divergence angulaire du faisceau optique. D'importantes séquences de caractérisation ont permis de valider un OPA avec une divergence de  $0,16^\circ \times 0,31^\circ$  toujours plus proche des  $0,1^\circ \times 0,1^\circ$  visés et un angle de balayage de  $50^\circ$ . L'usage de p-n à déplétion a permis d'obtenir des valeurs de consommations de  $0,48 \mu W$  par modulateur soit 2000 fois moins que les p-i-n précédentes et 4 ordres de grandeurs en dessous de l'état de l'art. En contrepartie, la p-n fait 14,5 mm de long pour atteindre les  $2\pi$  nécessaires au bon contrôle du faisceau optique et les pertes moyennes sont mesurées à -8 dB. Enfin, cet OPA a été utilisé pour réaliser des balayage dans les deux dimensions grâce au contrôle simultané de la phase des antennes et la variation en longueur d'onde du laser d'entrée sur 10 nm. Le cône angulaire balayé dans la seconde dimension est alors de  $2^\circ$  et a permis de générer des images telles le logo de STMicroelectronics.

Enfin, un dernier axe plus exploratoire a porté sur un effet de modulation de phase basse-consommation et rapide comme la dispersion plasma mais sans ajout de pertes optiques. Face à l'impossibilité de travailler sur un matériau à effet Pockels comme le  $LiNbO_3$ , nous avons souhaité travailler sur l'effet Kerr sur un matériau compatible avec l'industrie CMOS, les alliages III-N à base de GaN. A partir d'un état de l'art explorant empiriquement une modulation de phase dans des super-réseaux GaN/AlGaIn, nous avons proposé un nouveau modèle quantifiant un quasi-effet Pockels aux coefficients électro-optiques de l'ordre de ceux du  $LiNbO_3$ . En particulier, nous avons démontré la relation de dépendance croissante entre ces coefficients électro-optiques et un contraste chimique aussi élevé que possible en aluminium d'une barrière AlGaIn et un puits GaN. Nous avons ensuite conçu un véhicule de test photonique visant à mesurer une modulation de phase basée sur cet effet. Ce véhicule de test s'est bâti sur un empilement original d'une couche photonique SiN riche en silicium sur un empilement de multicouches GaN/AlGaIn

dopée en une p-i-n verticale sur un substrat AlN/saphir. La réalisation en salle blanche d'un modulateur en anneaux SiN/III-N a permis de mesurer une modulation de phase de  $20^\circ/\text{mm}$  sur 7V. Néanmoins, nous avons démontré la présence d'une modulation de phase de type déplétion jouant de manière coopérative avec l'effet Kerr, qui rend, pour l'heure, difficile distinction des contributions de chacun des effets. Des recherches supplémentaires sont nécessaires pour explorer cette voie et doivent notamment être menées sur le comportement en fréquence des différents effets de modulation de phase potentiellement mis en jeu ainsi que sur la détermination des coefficients électro-optiques des matériaux mis-en jeu notamment les coefficients électro-optiques quadratiques des III-N.

L'intégration de systèmes OPA sur la plateforme PIC50G est désormais bien en place. Les composants photoniques passifs en silicium, ainsi qu'en SiN ont tous été évalués de manières statistiques pour une longueur d'onde de 1550 nm. La quasi-totalité des modulateurs de phase disponibles en photonique silicium ont été testés sous plusieurs variantes et des optimums ont été implémentées spécifiquement pour l'utilisation OPA. Différentes architectures OPA ont été testées pour converger vers celle utilisant les 256 canaux. Là où priorité a été donnée aux modulateurs de phase, l'autre sujet majeur est la conception des antennes photoniques pour accéder à de plus faibles divergences et un plus grand chromatisme pour accéder à des balayages optiques 2D larges. Cette problématique est au coeur du travail de doctorat de Mme Louise-Eugénie Bataille qui a énormément contribué à la caractérisation électro-optique de l'OPA 256 canaux et qui saura fortement enrichir l'étude du système LiDAR par cette nouvelle approche. En parallèle des OPAs, la problématique du couplage d'une source laser, de son accordabilité en longueurs d'onde pour le balayage 2D ou la FMCW a été menée par les travaux de doctorat de Mr Josserand Gaudy et apportera une nouvelle pierre à ce sujet multidisciplinaire. Les perspectives pour le système LiDAR complet photonique restent alors la co-intégration du système de détection FMCW avec le laser et l'OPA avec de nombreuses problématiques de sensibilité du détecteur ou contrôle en linéarité de la longueur d'onde. Dans le strict domaine des modulateurs de phase, le principal problème restant est les pertes optiques qu'ils apportent et de nombreuses pistes existent pour les réduire. Il serait intéressant d'optimiser les profils de dopants sur les jonctions p-n et la rugosité des flancs des guides pour diminuer les pertes à de très faibles niveaux. Enfin l'exploration de l'effet Kerr dans le GaN a été enrichissante et n'est pas complète à ce jour et nous maintenons l'idée que ce sujet très amont mérite une attention particulière car la possibilité d'utiliser une modulation de phase dans un matériau compatible CMOS, large-bande pourrait être la porte ouverte à de nombreux sujets de recherches et d'application, particulièrement en photonique visible où les III-N seraient tout à la fois, source optique, guide d'onde, modulateur, antenne et détecteur.

# Bibliographie

- [1] N. Pinchon *et al.*, "All-weather vision for automotive safety: which spectral band?", in *SIA Vision 2016 - International Conference Night Drive Tests and Exhibition*, Paris, France: Société des Ingénieurs de l'Automobile - SIA, Oct. 2016, 7p. [Online]. Available: <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01406023>.
- [2] H. Munenori *et al.*, *An introduction to ultrasonic sensors for vehicle parking*, Murata Electronics (UK) Ltd, May 2010. [Online]. Available: <https://www.newelectronics.co.uk/content/other/an-introduction-to-ultrasonic-sensors-for-vehicle-parking>.
- [3] H. Winner *et al.*, Eds., *Handbook of Driver Assistance Systems*. Cham: Springer International Publishing, 2016, isbn: 978-3-319-12351-6. doi: 10.1007/978-3-319-12352-3. [Online]. Available: <http://link.springer.com/10.1007/978-3-319-12352-3> (visited on 03/29/2022).
- [4] C. Poulton *et al.*, "Large-scale silicon nitride nanophotonic phased arrays at infrared and visible wavelengths", *Optics Letters*, vol. 42, no. 1, pp. 21–24, Jan. 2017, issn: 1539-4794. doi: 10.1364/OL.42.000021. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-42-1-21> (visited on 03/31/2022).
- [5] F. Boeuf, A. Fincato, L. Maggi, *et al.*, "A Silicon Photonics Technology for 400 Gbit/s Applications", in *2019 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, ISSN: 2156-017X, 2019, pp. 33.1.1–33.1.4. doi: 10.1109/IEDM19573.2019.8993627.
- [6] R. Marchetti *et al.*, "Coupling strategies for silicon photonics integrated chips [Invited]", *Photonics Research*, vol. 7, no. 2, pp. 201–239, Feb. 2019, Publisher: Optica Publishing Group, issn: 2327-9125. doi: 10.1364/PRJ.7.000201. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/prj/abstract.cfm?uri=prj-7-2-201> (visited on 09/24/2022).
- [7] C. Vázquez *et al.*, "Tolerance analysis for efficient MMI devices in silicon photonics", Mar. 2014, issn: 0277-786X. [Online]. Available: <https://dspace.mit.edu/handle/1721.1/90589> (visited on 03/30/2022).
- [8] C. Phare *et al.*, "Silicon Optical Phased Array with High-Efficiency Beam Formation over 180 Degree Field of View", *arXiv:1802.04624*, Feb. 2018, arXiv: 1802.04624. [Online]. Available: <http://arxiv.org/abs/1802.04624> (visited on 03/30/2022).

- [9] R. A. Meyer, "Optical Beam Steering Using a Multichannel Lithium Tantalate Crystal", *Applied Optics*, vol. 11, no. 3, pp. 613–616, Mar. 1972, issn: 2155-3165. doi: [10.1364/AO.11.000613](https://doi.org/10.1364/AO.11.000613). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-11-3-613> (visited on 03/31/2022).
- [10] F. Vasey *et al.*, "Spatial optical beam steering with an AlGaAs integrated phased array", *Applied Optics*, vol. 32, no. 18, pp. 3220–3232, Jun. 1993, issn: 2155-3165. doi: [10.1364/AO.32.003220](https://doi.org/10.1364/AO.32.003220). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-32-18-3220> (visited on 03/30/2022).
- [11] K. V. Acoleyen *et al.*, "Off-chip beam steering with a one-dimensional optical phased array on silicon-on-insulator", *Optics Letters*, vol. 34, no. 9, pp. 1477–1479, May 2009, issn: 1539-4794. doi: [10.1364/OL.34.001477](https://doi.org/10.1364/OL.34.001477). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-34-9-1477> (visited on 03/30/2022).
- [12] V. Acoleyen *et al.*, "Two-dimensional optical phased array antenna on silicon-on-Insulator", *Optics Express*, vol. 18, no. 13, p. 13 655, Jun. 2010, issn: 1094-4087. doi: [10.1364/OE.18.013655](https://doi.org/10.1364/OE.18.013655). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-18-13-13655> (visited on 03/30/2022).
- [13] J. C. Hulme *et al.*, "Fully integrated hybrid silicon two dimensional beam scanner", *Optics Express*, vol. 23, no. 5, pp. 5861–5874, Mar. 2015, issn: 1094-4087. doi: [10.1364/OE.23.005861](https://doi.org/10.1364/OE.23.005861). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-23-5-5861> (visited on 02/15/2022).
- [14] D. Hutchison *et al.*, "High-resolution aliasing-free optical beam steering", *Optica*, vol. 3, no. 8, pp. 887–890, Aug. 2016, issn: 2334-2536. doi: [10.1364/OPTICA.3.000887](https://doi.org/10.1364/OPTICA.3.000887). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/optica/abstract.cfm?uri=optica-3-8-887> (visited on 02/15/2022).
- [15] S. A. Miller, C. T. Phare, Y.-C. Chang, *et al.*, "512-Element Actively Steered Silicon Phased Array for Low-Power LIDAR", in *2018 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, May 2018, pp. 1–2.
- [16] C. Poulton *et al.*, "Optical Phased Arrays for Integrated Beam Steering", in *2018 IEEE 15th International Conference on Group IV Photonics (GFP)*, ISSN: 1949-209X, Aug. 2018, pp. 1–2. doi: [10.1109/GROUP4.2018.8478729](https://doi.org/10.1109/GROUP4.2018.8478729).
- [17] G. Kang *et al.*, "Silicon-Based Optical Phased Array Using Electro-Optic PIN Phase Shifters", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 31, no. 21, pp. 1685–1688, Nov. 2019, issn: 1941-0174. doi: [10.1109/LPT.2019.2939550](https://doi.org/10.1109/LPT.2019.2939550).
- [18] Y. Kim *et al.*, "Wide-Angle Beam-Steering Using an Optical Phased Array with Non-Uniform-Width Waveguide Radiators", *MDPI*, vol. 7, no. 3, p. 56, Sep. 2020. doi: [10.3390/photonics7030056](https://doi.org/10.3390/photonics7030056). [Online]. Available: <https://www.mdpi.com/2304-6732/7/3/56> (visited on 08/12/2020).
- [19] M. Kossey *et al.*, "End-fire silicon optical phased array with half-wavelength spacing", *APL Photonics*, vol. 3, no. 1, p. 011301, Jan. 2018. doi: [10.1063/1.5000741](https://doi.org/10.1063/1.5000741). [Online]. Available: <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.5000741> (visited on 03/30/2022).
- [20] W. Xu *et al.*, "Aliasing-free optical phased array beam-steering with a plateau envelope", *Optics Express*, vol. 27, no. 3, pp. 3354–3368, Feb. 2019, issn: 1094-4087. doi: [10.1364/OE.27.003354](https://doi.org/10.1364/OE.27.003354). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-27-3-3354> (visited on 03/30/2022).

- [21] J. K. Doylend *et al.*, "Two-dimensional free-space beam steering with an optical phased array on silicon-on-insulator", *Optics Express*, vol. 19, no. 22, pp. 21 595–21 604, Oct. 2011, issn: 1094-4087. doi: [10.1364/OE.19.021595](https://doi.org/10.1364/OE.19.021595). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-19-22-21595> (visited on 02/15/2022).
- [22] S. Chung *et al.*, "Low-power thermo-optic silicon modulator for large-scale photonic integrated systems", *Optics Express*, vol. 27, no. 9, pp. 13 430–13 459, Apr. 2019, issn: 1094-4087. doi: [10.1364/OE.27.013430](https://doi.org/10.1364/OE.27.013430). [Online]. Available: <https://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-27-9-13430> (visited on 05/26/2020).
- [23] Y. Zhang *et al.*, "Sub-wavelength-pitch silicon-photonic optical phased array for large field-of-regard coherent optical beam steering", *Optics Express*, vol. 27, no. 3, pp. 1929–1940, Feb. 2019, issn: 1094-4087. doi: [10.1364/OE.27.001929](https://doi.org/10.1364/OE.27.001929). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-27-3-1929> (visited on 02/15/2022).
- [24] T. Kim *et al.*, "A Single-Chip Optical Phased Array in a Wafer-Scale Silicon Photonics/CMOS 3D-Integration Platform", *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 54, no. 11, pp. 3061–3074, Nov. 2019, issn: 1558-173X. doi: [10.1109/JSSC.2019.2934601](https://doi.org/10.1109/JSSC.2019.2934601).
- [25] C. Poulton *et al.*, "8192-Element Optical Phased Array with 100° Steering Range and Flip-Chip CMOS", in *Conference on Lasers and Electro-Optics (2020), paper JTh4A.3*, Optica Publishing Group, May 2020, JTh4A.3. doi: [10.1364/CLEO\\_AT.2020.JTh4A.3](https://doi.org/10.1364/CLEO_AT.2020.JTh4A.3). [Online]. Available: [https://opg.optica.org/abstract.cfm?uri=CLEO\\_AT-2020-JTh4A.3](https://opg.optica.org/abstract.cfm?uri=CLEO_AT-2020-JTh4A.3) (visited on 03/31/2022).
- [26] P. et al., "Silicon Optical Phased Array with Grating Lobe-Free Beam Formation Over 180 Degree Field of View", 2020. doi: [10.1364/CLEO\\_SI.2018.SM3I.2](https://doi.org/10.1364/CLEO_SI.2018.SM3I.2).
- [27] H. Abediasl *et al.*, "Monolithic optical phased-array transceiver in a standard SOI CMOS process", *Optics Express*, vol. 23, no. 5, pp. 6509–6519, Mar. 2015, issn: 1094-4087. doi: [10.1364/OE.23.006509](https://doi.org/10.1364/OE.23.006509). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-23-5-6509> (visited on 02/14/2022).
- [28] J. Sun *et al.*, "Large-scale nanophotonic phased array", *Nature*, vol. 493, no. 7431, pp. 195–199, Jan. 2013, issn: 1476-4687. doi: [10.1038/nature11727](https://doi.org/10.1038/nature11727). [Online]. Available: <https://www.nature.com/articles/nature11727> (visited on 02/05/2021).
- [29] W. Bogaerts *et al.*, "Dispersive optical phased array circuit for high-resolution pixelated 2D far-field scanning controlled by a single wavelength variable", in *Smart Photonic and Optoelectronic Integrated Circuits XXII*, vol. 11284, International Society for Optics and Photonics, Feb. 2020, 112841Z. doi: [10.1117/12.2544937](https://doi.org/10.1117/12.2544937). [Online]. Available: <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/11284/112841Z/Dispersive-optical-phased-array-circuit-for-high-resolution-pixelated-2D/10.1117/12.2544937.short> (visited on 07/20/2020).
- [30] N. Dostart *et al.*, "Serpentine optical phased arrays for scalable integrated photonic lidar beam steering", *Optica*, vol. 7, no. 6, pp. 726–733, Jun. 2020, issn: 2334-2536. doi: [10.1364/OPTICA.389006](https://doi.org/10.1364/OPTICA.389006). [Online]. Available: <https://www.osapublishing.org/optica/abstract.cfm?uri=optica-7-6-726> (visited on 07/20/2020).
- [31] H.-W. Rhee *et al.*, "32 Gbps Data Transmission With 2D Beam-Steering Using a Silicon Optical Phased Array", *IEEE Photonics Technology Letters*, pp. 1–1, 2020, issn: 1941-0174. doi: [10.1109/LPT.2020.2998162](https://doi.org/10.1109/LPT.2020.2998162).



- [32] Q. Wang *et al.*, "Silicon nitride assisted 1;64 optical phased array based on a SOI platform", *Optics Express*, vol. 29, no. 7, pp. 10 509–10 517, Mar. 2021, issn: 1094-4087. doi: [10.1364/OE.420921](https://doi.org/10.1364/OE.420921). [Online]. Available: <https://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-29-7-10509> (visited on 10/27/2021).
- [33] Z. Zhang *et al.*, "Silicon Optical Phased Array Based on Carrier-depletion Phase Shifters", in *Asia Communications and Photonics Conference 2021 (2021)*, paper T4A.149, Optica Publishing Group, Oct. 2021, T4A.149. doi: [10.1364/ACPC.2021.T4A.149](https://doi.org/10.1364/ACPC.2021.T4A.149). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?uri=ACPC-2021-T4A.149> (visited on 02/15/2022).
- [34] C. Poulton *et al.*, "Long-Range LiDAR and Free-Space Data Communication With High-Performance Optical Phased Arrays", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 25, no. 5, pp. 1–8, Sep. 2019, issn: 1558-4542. doi: [10.1109/JSTQE.2019.2908555](https://doi.org/10.1109/JSTQE.2019.2908555).
- [35] S.-H. Kim *et al.*, "Thermo-optic control of the longitudinal radiation angle in a silicon-based optical phased array", *Optics Letters*, vol. 44, no. 2, pp. 411–414, 2019, issn: 1539-4794. doi: [10.1364/OL.44.000411](https://doi.org/10.1364/OL.44.000411). [Online]. Available: <https://www.osapublishing.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-44-2-411> (visited on 06/05/2020).
- [36] X. Zhang *et al.*, "A large-scale microelectromechanical-systems-based silicon photonics LiDAR", *Nature*, vol. 603, no. 7900, pp. 253–258, Mar. 2022, issn: 1476-4687. doi: [10.1038/s41586-022-04415-8](https://doi.org/10.1038/s41586-022-04415-8). [Online]. Available: <https://www.nature.com/articles/s41586-022-04415-8> (visited on 03/31/2022).
- [37] S. J. Spector *et al.*, "LiDAR Beamsteering by Digitally Switched MEMS Gratings on a Silicon Photonics Platform", *CLEO 2020*, p. 2, 2020.
- [38] P. Wang *et al.*, "Large scanning range optical phased array with a compact and simple optical antenna", *Microelectronic Engineering*, vol. 224, p. 111237, Mar. 2020, issn: 0167-9317. doi: [10.1016/j.mee.2020.111237](https://doi.org/10.1016/j.mee.2020.111237). [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0167931720300253>.
- [39] H. Xu *et al.*, "Diffraction engineering for silicon waveguide grating antenna by harnessing bound state in the continuum", *Nanophotonics*, vol. 9, no. 6, pp. 1439–1446, Jun. 2020, issn: 2192-8614. doi: [10.1515/nanoph-2020-0018](https://doi.org/10.1515/nanoph-2020-0018). [Online]. Available: <https://www.degruyter.com/document/doi/10.1515/nanoph-2020-0018/html> (visited on 04/06/2022).
- [40] W. Xie *et al.*, "Diffraction limited centimeter scale radiator: metasurface grating antenna for phased array LiDAR", *arXiv:1810.00109 [physics]*, Sep. 2018, arXiv: 1810.00109. [Online]. Available: <http://arxiv.org/abs/1810.00109> (visited on 04/06/2022).
- [41] P. Ma *et al.*, "Unidirectional SiN antenna based on dual-layer gratings for LiDAR with optical phased array", *Optics Communications*, vol. 501, p. 127361, Dec. 2021, issn: 0030-4018. doi: [10.1016/j.optcom.2021.127361](https://doi.org/10.1016/j.optcom.2021.127361). [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030401821006106> (visited on 04/06/2022).
- [42] N. C. Harris *et al.*, "Efficient, compact and low loss thermo-optic phase shifter in silicon", *Optics Express*, vol. 22, no. 9, pp. 10 487–10 493, May 2014, issn: 1094-4087. doi: [10.1364/OE.22.010487](https://doi.org/10.1364/OE.22.010487). [Online]. Available: <https://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-22-9-10487> (visited on 09/28/2020).

- [43] M. R. Watts *et al.*, "Adiabatic thermo-optic Mach-Zehnder switch", *Optics Letters*, vol. 38, no. 5, pp. 733–735, Mar. 2013, issn: 1539-4794. doi: [10.1364/OL.38.000733](https://doi.org/10.1364/OL.38.000733). [Online]. Available: <https://www.osapublishing.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-38-5-733> (visited on 09/28/2020).
- [44] S. Chung *et al.*, "A Monolithically Integrated Large-Scale Optical Phased Array in Silicon-on-Insulator CMOS", *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 53, no. 1, pp. 275–296, Jan. 2018, issn: 1558-173X. doi: [10.1109/JSSC.2017.2757009](https://doi.org/10.1109/JSSC.2017.2757009).
- [45] A. Densmore *et al.*, "Compact and low power thermo-optic switch using folded silicon waveguides", *Optics Express*, vol. 17, no. 13, pp. 10 457–10 465, Jun. 2009, issn: 1094-4087. doi: [10.1364/OE.17.010457](https://doi.org/10.1364/OE.17.010457). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-17-13-10457> (visited on 02/17/2022).
- [46] K. Murray *et al.*, "Dense dissimilar waveguide routing for highly efficient thermo-optic switches on silicon", *Optics Express*, vol. 23, no. 15, pp. 19 575–19 585, Jul. 2015, issn: 1094-4087. doi: [10.1364/OE.23.019575](https://doi.org/10.1364/OE.23.019575). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-23-15-19575> (visited on 02/17/2022).
- [47] R. Kasahara *et al.*, "Extremely low power consumption thermo-optic switch (0.6 mW) with suspended ridge and silicon-silica hybrid waveguide structures", in *2008 34th European Conference on Optical Communication*, ISSN: 1550-381X, Sep. 2008, pp. 1–2. doi: [10.1109/ECOC.2008.4729448](https://doi.org/10.1109/ECOC.2008.4729448).
- [48] Z. Lu *et al.*, "Michelson Interferometer Thermo-Optic Switch on SOI With a 50- $\mu$ W Power Consumption", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 27, no. 22, pp. 2319–2322, Nov. 2015, issn: 1941-0174. doi: [10.1109/LPT.2015.2462341](https://doi.org/10.1109/LPT.2015.2462341).
- [49] Q. Fang *et al.*, "Ultralow Power Silicon Photonics Thermo-Optic Switch With Suspended Phase Arms", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 23, no. 8, pp. 525–527, Apr. 2011, issn: 1941-0174. doi: [10.1109/LPT.2011.2114336](https://doi.org/10.1109/LPT.2011.2114336).
- [50] P. Sun and R. M. Reano, "Submilliwatt thermo-optic switches using free-standing silicon-on-insulator strip waveguides", *Optics Express*, vol. 18, no. 8, pp. 8406–8411, Apr. 2010, issn: 1094-4087. doi: [10.1364/OE.18.008406](https://doi.org/10.1364/OE.18.008406). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-18-8-8406> (visited on 02/17/2022).
- [51] D. Celo *et al.*, "Thermo-optic silicon photonics with low power and extreme resilience to over-drive", in *2016 IEEE Optical Interconnects Conference (OI)*, May 2016, pp. 26–27. doi: [10.1109/OIC.2016.7482994](https://doi.org/10.1109/OIC.2016.7482994).
- [52] A. Masood *et al.*, "Comparison of heater architectures for thermal control of silicon photonic circuits", in *10th International Conference on Group IV Photonics*, ISSN: 1949-209X, Aug. 2013, pp. 83–84. doi: [10.1109/Group4.2013.6644437](https://doi.org/10.1109/Group4.2013.6644437).
- [53] J. Komma *et al.*, "Thermo-optic coefficient of silicon at 1550 nm and cryogenic temperatures", *Applied Physics Letters*, vol. 101, no. 4, p. 041905, Jul. 2012, issn: 0003-6951. doi: [10.1063/1.4738989](https://doi.org/10.1063/1.4738989). [Online]. Available: <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4738989> (visited on 11/09/2021).
- [54] M. He *et al.*, "High-performance hybrid silicon and lithium niobate mach-zehnder modulators for 100 gbit s<sup>-1</sup> and beyond", *Nature Photonics*, vol. 13, no. 5, pp. 359–364, May 2019, issn: 1749-4893. doi: [10.1038/s41566-019-0378-6](https://doi.org/10.1038/s41566-019-0378-6). [Online]. Available: <https://www.nature.com/articles/s41566-019-0378-6> (visited on 02/10/2022).

- [55] A. Rao *et al.*, "Heterogeneous microring and Mach-Zehnder modulators based on lithium niobate and chalcogenide glasses on silicon", *Optics Express*, vol. 23, no. 17, pp. 22 746–22 752, Aug. 2015, issn: 1094-4087. doi: [10.1364/OE.23.022746](https://doi.org/10.1364/OE.23.022746). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-23-17-22746> (visited on 02/10/2022).
- [56] F. Eltes *et al.*, "A BaTiO<sub>3</sub>-Based Electro-Optic Pockels Modulator Monolithically Integrated on an Advanced Silicon Photonics Platform", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 37, no. 5, pp. 1456–1462, Mar. 2019, issn: 1558-2213. doi: [10.1109/JLT.2019.2893500](https://doi.org/10.1109/JLT.2019.2893500).
- [57] R. Soref and B. Bennett, "Electrooptical effects in silicon", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 23, no. 1, pp. 123–129, Jan. 1987, issn: 1558-1713. doi: [10.1109/JQE.1987.1073206](https://doi.org/10.1109/JQE.1987.1073206).
- [58] M. Nedeljkovic *et al.*, "Free-Carrier Electrorefraction and Electroabsorption Modulation Predictions for Silicon Over the 1–14-  $\mu\text{m}$  Infrared Wavelength Range", *IEEE Photonics Journal*, vol. 3, no. 6, pp. 1171–1180, Dec. 2011, issn: 1943-0655. doi: [10.1109/JPHOT.2011.2171930](https://doi.org/10.1109/JPHOT.2011.2171930).
- [59] C. Zhao *et al.*, "Silicon optical-phased-array prototypes using electro-optical phase shifters", in *2017 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, May 2017, pp. 1–2.
- [60] S. J. Spector *et al.*, "High-speed silicon electro-optical modulator that can be operated in carrier depletion or carrier injection mode", in *2008 Conference on Lasers and Electro-Optics and 2008 Conference on Quantum Electronics and Laser Science*, May 2008, pp. 1–2. doi: [10.1109/CLEO.2008.4550982](https://doi.org/10.1109/CLEO.2008.4550982).
- [61] S. Akiyama *et al.*, "High-speed and efficient silicon modulator based on forward-biased pin diodes", *Frontiers in Physics*, vol. 2, 2014, issn: 2296-424X. [Online]. Available: <https://www.frontiersin.org/article/10.3389/fphy.2014.00065> (visited on 01/25/2022).
- [62] D. Patel *et al.*, "High-speed compact silicon photonic Michelson interferometric modulator", *Optics Express*, vol. 22, no. 22, pp. 26 788–26 802, Nov. 2014, issn: 1094-4087. doi: [10.1364/OE.22.026788](https://doi.org/10.1364/OE.22.026788). [Online]. Available: <https://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-22-22-26788> (visited on 02/09/2021).
- [63] T. Baba *et al.*, "25-Gb/s broadband silicon modulator with 0.31-V/cm V/L based on forward-biased PIN diodes embedded with passive equalizer", *Optics Express*, vol. 23, no. 26, pp. 32 950–32 960, Dec. 2015, issn: 1094-4087. doi: [10.1364/OE.23.032950](https://doi.org/10.1364/OE.23.032950). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-23-26-32950> (visited on 02/10/2022).
- [64] S. Tanaka *et al.*, "Ultralow-Power (1.59 mW/Gbps), 56-Gbps PAM<sub>4</sub> Operation of Si Photonic Transmitter Integrating Segmented PIN Mach-Zehnder Modulator and 28-nm CMOS Driver", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 36, no. 5, pp. 1275–1280, Mar. 2018, issn: 1558-2213. doi: [10.1109/JLT.2018.2799965](https://doi.org/10.1109/JLT.2018.2799965).
- [65] D. J. Thomson *et al.*, "50-Gb/s Silicon Optical Modulator", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 24, no. 4, pp. 234–236, Feb. 2012, issn: 1941-0174. doi: [10.1109/LPT.2011.2177081](https://doi.org/10.1109/LPT.2011.2177081).
- [66] K. Goi *et al.*, "Silicon Mach-Zehnder modulator using low-loss phase shifter with bottom PN junction formed by restricted-depth doping", *IEICE Electronics Express*, vol. 10, no. 17, pp. 20 130 552–20 130 552, 2013. doi: [10.1587/elex.10.20130552](https://doi.org/10.1587/elex.10.20130552).
- [67] X. Xiao *et al.*, "High-speed, low-loss silicon Mach-Zehnder modulators with doping optimization", *Optics Express*, vol. 21, no. 4, pp. 4116–4125, Feb. 2013, issn: 1094-4087. doi: [10.1364/OE.21.004116](https://doi.org/10.1364/OE.21.004116). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-21-4-4116> (visited on 02/10/2022).

- [68] X. Tu *et al.*, "50-Gb/s silicon optical modulator with traveling-wave electrodes", *Optics Express*, vol. 21, no. 10, pp. 12 776–12 782, May 2013, issn: 1094-4087. doi: [10.1364/OE.21.012776](https://doi.org/10.1364/OE.21.012776). [Online]. Available: <https://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-21-10-12776> (visited on 09/27/2020).
- [69] J. Ding *et al.*, "Electro-Optical Response Analysis of a 40 Gb/s Silicon Mach-Zehnder Optical Modulator", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 31, no. 14, pp. 2434–2440, Jul. 2013, issn: 1558-2213. doi: [10.1109/JLT.2013.2262522](https://doi.org/10.1109/JLT.2013.2262522).
- [70] M. Li *et al.*, "Silicon intensity Mach-Zehnder modulator for single lane 100-Gb/s applications", *Photonics Research*, vol. 6, no. 2, pp. 109–116, Feb. 2018, issn: 2327-9125. doi: [10.1364/PRJ.6.000109](https://doi.org/10.1364/PRJ.6.000109). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/prj/abstract.cfm?uri=prj-6-2-109> (visited on 02/10/2022).
- [71] M. Webster *et al.*, "An efficient MOS-capacitor based silicon modulator and CMOS drivers for optical transmitters", in *11th International Conference on Group IV Photonics (GFP)*, ISSN: 1949-209X, Aug. 2014, pp. 1–2. doi: [10.1109/Group4.2014.6961998](https://doi.org/10.1109/Group4.2014.6961998).
- [72] J. Fujikata *et al.*, "High-performance MOS-capacitor-type Si optical modulator and surface-illumination-type Ge photodetector for optical interconnection", *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 55, no. 4S, 04EC01, Mar. 2016, issn: 1347-4065. doi: [10.7567/JJAP.55.04EC01](https://doi.org/10.7567/JJAP.55.04EC01). [Online]. Available: <https://iopscience.iop.org/article/10.7567/JJAP.55.04EC01/meta> (visited on 02/10/2022).
- [73] M. Douix *et al.*, "SiGe-enhanced Si capacitive modulator integration in a 300 mm silicon photonics platform for low power consumption", *Optics Express*, vol. 27, no. 13, pp. 17 701–17 707, Jun. 2019, Publisher: Optica Publishing Group, issn: 1094-4087. doi: [10.1364/OE.27.017701](https://doi.org/10.1364/OE.27.017701). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-27-13-17701> (visited on 05/04/2022).
- [74] S. Adachi, "Material parameters of InGaAsP and related binaries", *Journal of Applied Physics*, vol. 53, no. 12, pp. 8775–8792, 1982, issn: 0021-8979. doi: [10.1063/1.330480](https://doi.org/10.1063/1.330480). [Online]. Available: <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.330480> (visited on 06/09/2020).
- [75] B. Bennett and R. Soref, "Electrorefraction and electroabsorption in InP, GaAs, GaSb, InAs and InSb", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 23, no. 12, pp. 2159–2166, 1987, issn: 1558-1713. doi: [10.1109/JQE.1987.1073276](https://doi.org/10.1109/JQE.1987.1073276).
- [76] B. Bennett, R. Soref, *et al.*, "Carrier-induced change in refractive index of InP, GaAs and InGaAsP", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 26, no. 1, pp. 113–122, 1990, issn: 1558-1713. doi: [10.1109/3.44924](https://doi.org/10.1109/3.44924).
- [77] J.-H. Han *et al.*, "Efficient low-loss InGaAsP/Si hybrid MOS optical modulator", *Nature Photonics*, vol. 11, no. 8, pp. 486–490, Aug. 2017, issn: 1749-4893. doi: [10.1038/nphoton.2017.122](https://doi.org/10.1038/nphoton.2017.122). [Online]. Available: <https://www.nature.com/articles/nphoton.2017.122> (visited on 07/20/2020).
- [78] T. Hiraki *et al.*, "Heterogeneously integrated III-V/Si MOS capacitor Mach-Zehnder modulator", *Nature Photonics*, vol. 11, no. 8, pp. 482–485, Aug. 2017, issn: 1749-4893. doi: [10.1038/nphoton.2017.120](https://doi.org/10.1038/nphoton.2017.120). [Online]. Available: <https://www.nature.com/articles/nphoton.2017.120> (visited on 09/28/2020).

- [79] B. Szelag *et al.*, "Hybrid iii-v/silicon technology for laser integration on a 200-mm fully cmos-compatible silicon photonics platform", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 25, no. 5, pp. 1–10, 2019. doi: [10.1109/JSTQE.2019.2904445](https://doi.org/10.1109/JSTQE.2019.2904445).
- [80] F. Boeuf *et al.*, "Benchmarking Si, SiGe and III-V/Si Hybrid SIS Optical Modulators for Datacenter Applications", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 35, no. 18, pp. 4047–4055, Sep. 2017, issn: 1558-2213. doi: [10.1109/JLT.2017.2728365](https://doi.org/10.1109/JLT.2017.2728365).
- [81] *Laser safety standards IEC 60825-1:2014*, 2014.
- [82] Y. Yang *et al.*, "Phase coherence length in silicon photonic platform", *Optics Express*, vol. 23, no. 13, pp. 16 890–16 902, Jun. 2015, issn: 1094-4087. doi: [10.1364/OE.23.016890](https://doi.org/10.1364/OE.23.016890). [Online]. Available: <https://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-23-13-16890> (visited on 02/03/2021).
- [83] C. Pulikkaseril *et al.*, "Laser Eyes for Driverless Cars: The Road to Automotive LIDAR", in *2019 Optical Fiber Communications Conference and Exhibition (OFC)*, Mar. 2019, pp. 1–4.
- [84] D. B. Henson, *Visual Fields* (Oxford Medical Publications). 1993.
- [85] A. Petrovskaya and S. Thrun, "Model based vehicle tracking for autonomous driving in urban environments", Jun. 2008. doi: [10.15607/RSS.2008.IV.023](https://doi.org/10.15607/RSS.2008.IV.023).
- [86] *LiDAR Comparison Chart*. [Online]. Available: <https://autonomoustuff.com/lidar-chart> (visited on 06/28/2022).
- [87] A. Carroll *et al.*, "An analysis of power consumption in a smartphone", in *Proceedings of the 2010 USENIX conference on USENIX annual technical conference*, ser. USENIXATC'10, USA: USENIX Association, Jun. 2010, p. 21. (visited on 09/27/2020).
- [88] Q. Wilmart *et al.*, "A Versatile Silicon-Silicon Nitride Photonics Platform for Enhanced Functionalities and Applications", *Applied Sciences*, vol. 9, no. 2, p. 255, 2019. doi: [10.3390/app9020255](https://doi.org/10.3390/app9020255). [Online]. Available: <https://www.mdpi.com/2076-3417/9/2/255> (visited on 05/29/2020).
- [89] N. Tyler *et al.*, "SiN integrated optical phased arrays for two-dimensional beam steering at a single near-infrared wavelength", *Optics Express*, vol. 27, no. 4, pp. 5851–5858, Feb. 2019, issn: 1094-4087. doi: [10.1364/OE.27.005851](https://doi.org/10.1364/OE.27.005851). [Online]. Available: <https://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-27-4-5851> (visited on 02/09/2021).
- [90] S. Monfray *et al.*, "Optical phased array for 905-nm lidar applications integrated on 300mm si-photonic platform", in *Optical Fiber Communication Conference (OFC) 2022*, Optica Publishing Group, 2022, Th1E.5. doi: [10.1364/OFC.2022.Th1E.5](https://doi.org/10.1364/OFC.2022.Th1E.5). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=OFC-2022-Th1E.5>.
- [91] S. Monfray *et al.*, "Optimization of deep rib high speed phase modulators on 300mm industrial Si-photonics platform", in *Integrated Photonics Platforms: Fundamental Research, Manufacturing and Applications*, vol. 11364, International Society for Optics and Photonics, Apr. 2020, p. 1136 403. doi: [10.1117/12.2554725](https://doi.org/10.1117/12.2554725). [Online]. Available: <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/11364/1136403/Optimization-of-deep-rib-high-speed-phase-modulators-on-300mm/10.1117/12.2554725.short> (visited on 07/20/2020).
- [92] S. Patel and A. Rix, "Water surface albedo modelling for floating pv plants", Nov. 2019.

- [93] A. Arbabi and L. L. Goddard, "Measurements of the refractive indices and thermo-optic coefficients of  $\text{Si}_3\text{N}_4$  and  $\text{SiO}_2$  using microring resonances", *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 19, pp. 3878–3881, Oct. 2013. doi: [10.1364/OL.38.003878](https://doi.org/10.1364/OL.38.003878). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-38-19-3878>.
- [94] S. Wiechmann and J. Müller, "Thermo-optic properties of  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  and  $\text{Al}_2\text{O}_3$  thin films for integrated optics on silicon", *Thin Solid Films*, vol. 517, no. 24, pp. 6847–6849, 2009, issn: 0040-6090. doi: <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2009.05.040>. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0040609009010141>.
- [95] N. Watanabe *et al.*, "Thermo-optic coefficients of  $4\text{H-SiC}$ ,  $\text{GaN}$  and  $\text{AlN}$  for ultraviolet to infrared regions up to  $500^\circ\text{C}$ ", *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 51, no. 11R, p. 112 101, Oct. 2012. doi: [10.1143/JJAP.51.112101](https://doi.org/10.1143/JJAP.51.112101). [Online]. Available: <https://dx.doi.org/10.1143/JJAP.51.112101>.
- [96] J. Humlíček and M. Garriga, "Temperature dependence of the refractive index of crystalline germanium-silicon alloys", *Applied Physics A Solids and Surfaces*, vol. 56, no. 3, pp. 259–261, Mar. 1993. doi: [10.1007/BF00539484](https://doi.org/10.1007/BF00539484). [Online]. Available: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1993ApPhA..56..259H/abstract>.
- [97] F. Della Corte *et al.*, "Temperature dependence of the thermo-optic coefficient of  $\text{InP}$ ,  $\text{GaAs}$  and  $\text{SiC}$  from room temperature to 600 K at the wavelength of 1550 nm", *Applied Physics Letters*, vol. 77, pp. 1614–1616, Sep. 2000. doi: [10.1063/1.1308529](https://doi.org/10.1063/1.1308529).
- [98] J. Sun *et al.*, "A 128 Gb/s PAM4 Silicon Microring Modulator With Integrated Thermo-Optic Resonance Tuning", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 37, no. 1, pp. 110–115, Jan. 2019, issn: 1558-2213. doi: [10.1109/JLT.2018.2878327](https://doi.org/10.1109/JLT.2018.2878327).
- [99] D. Marris-Morini *et al.*, "Low loss 40 Gbit/s silicon modulator based on interleaved junctions and fabricated on 300 mm SOI wafers", *Optics Express*, vol. 21, no. 19, pp. 22471–22475, Sep. 2013, issn: 1094-4087. doi: [10.1364/OE.21.022471](https://doi.org/10.1364/OE.21.022471). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-21-19-22471> (visited on 07/20/2022).
- [100] M. Ziebell *et al.*, "Ten Gbit/s ring resonator silicon modulator based on interdigitated PN junctions", *Optics Express*, vol. 19, no. 15, pp. 14690–14695, Jul. 2011, issn: 1094-4087. doi: [10.1364/OE.19.014690](https://doi.org/10.1364/OE.19.014690). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-19-15-14690> (visited on 07/20/2022).
- [101] X. Xiao, X. Li, H. Xu, *et al.*, "44-gb/s silicon microring modulators based on zigzag pn junctions", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 24, no. 19, pp. 1712–1714, 2012. doi: [10.1109/LPT.2012.2213244](https://doi.org/10.1109/LPT.2012.2213244).
- [102] Thiessen *et al.*, "30 GHz heterogeneously integrated capacitive InP-on-Si Mach-Zehnder modulators", *Optics Express*, vol. 27, no. 1, pp. 102–109, Jan. 2019, Publisher: Optica Publishing Group, issn: 1094-4087. doi: [10.1364/OE.27.000102](https://doi.org/10.1364/OE.27.000102). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-27-1-102> (visited on 05/04/2022).
- [103] N. Loubet *et al.*, "Si/SiGe epitaxy and selective etch applications for advanced thin-film MOSFET structures", *ECS Transactions*, vol. 16, no. 10, p. 29, Oct. 2008. doi: [10.1149/1.2986750](https://doi.org/10.1149/1.2986750). [Online]. Available: <https://dx.doi.org/10.1149/1.2986750>.
- [104] *US Patent Application for CAPACITIVE OPTICAL MODULATOR Patent Application (Application #20210018815 issued January 21, 2021) - Justia Patents Search*. [Online]. Available: <https://patents.justia.com/patent/20210018815> (visited on 12/20/2022).

- [105] R. Wu *et al.*, "Long Low-Loss-Litium Niobate on Insulator Waveguides with Sub-Nanometer Surface Roughness", *Nanomaterials*, vol. 8, no. 11, 2018, issn: 2079-4991. doi: [10.3390/nano8110910](https://doi.org/10.3390/nano8110910). [Online]. Available: <https://www.mdpi.com/2079-4991/8/11/910>.
- [106] J. Wieben *et al.*, "Development of a III-nitride electro-optical modulator for UV-vis", *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 58, no. 5C, SC04, Apr. 2019, issn: 1347-4065. doi: [10.7567/1347-4065/ab079e](https://doi.org/10.7567/1347-4065/ab079e). [Online]. Available: <https://doi.org/10.7567%2F1347-4065%2F079e> (visited on 05/27/2020).
- [107] M. Abe *et al.*, "Accurate measurement of quadratic nonlinear-optical coefficients of gallium nitride", *JOSA B*, vol. 27, no. 10, pp. 2026–2034, Oct. 2010, issn: 1520-8540. doi: [10.1364/JOSAB.27.002026](https://doi.org/10.1364/JOSAB.27.002026). [Online]. Available: <https://www.osapublishing.org/josab/abstract.cfm?uri=josab-27-10-2026> (visited on 07/21/2021).
- [108] D. Munk *et al.*, "Four-wave mixing and nonlinear parameter measurement in a gallium-nitride ridge waveguide", *Optical Materials Express*, vol. 8, no. 1, pp. 66–72, Jan. 2018, issn: 2159-3930. doi: [10.1364/OME.8.000066](https://doi.org/10.1364/OME.8.000066). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/ome/abstract.cfm?uri=ome-8-1-66> (visited on 04/05/2022).
- [109] H. Jung *et al.*, "Aluminum nitride as nonlinear optical material for on-chip frequency comb generation and frequency conversion", *Nanophotonics*, vol. 5, no. 2, pp. 263–271, Jun. 2016, issn: 2192-8614. doi: [10.1515/nanoph-2016-0020](https://doi.org/10.1515/nanoph-2016-0020). [Online]. Available: <https://www.degruyter.com/document/doi/10.1515/nanoph-2016-0020/html> (visited on 04/05/2022).
- [110] C. Xiong *et al.*, "Integrated GaN photonic circuits on silicon (100) for second harmonic generation", *Opt. Express*, vol. 19, no. 11, pp. 10 462–10 470, May 2011, Publisher: Optica Publishing Group. doi: [10.1364/OE.19.010462](https://doi.org/10.1364/OE.19.010462). [Online]. Available: <http://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-19-11-10462>.
- [111] Y. Zheng *et al.*, *Integrated gallium nitride nonlinear photonics*, 2020. doi: [10.48550/ARXIV.2010.16149](https://doi.org/10.48550/ARXIV.2010.16149). [Online]. Available: <https://arxiv.org/abs/2010.16149>.
- [112] M. Gromovyi *et al.*, "Low-loss GaN-on-insulator platform for integrated photonics", *Optics Express*, vol. 30, no. 12, pp. 20 737–20 749, Jun. 2022, Publisher: Optica Publishing Group, issn: 1094-4087. doi: [10.1364/OE.461138](https://doi.org/10.1364/OE.461138). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-30-12-20737> (visited on 08/19/2022).
- [113] M. Soltani and R. Soref, "Free-carrier electrorefraction and electroabsorption in wurtzite GaN", *Optics Express*, vol. 23, no. 19, pp. 24 984–24 990, Sep. 2015, issn: 1094-4087. doi: [10.1364/OE.23.024984](https://doi.org/10.1364/OE.23.024984). [Online]. Available: <https://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-23-19-24984> (visited on 06/17/2020).
- [114] M. Cuniot-Ponsard *et al.*, "Electro-optic and converse-piezoelectric properties of epitaxial GaN grown on silicon by metal-organic chemical vapor deposition", *Applied Physics Letters*, vol. 104, 101908, 4 pages, 2014, Publisher: American Institute of Physics. doi: [10.1063/1.4868427](https://doi.org/10.1063/1.4868427). [Online]. Available: <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00964286> (visited on 12/24/2022).
- [115] L. P. Avakyants *et al.*, "Linear Electro-Optic Effect in Electroreflectance Spectra of AlGaIn-GaN/GaN Light Emitting Diodes Structures", *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 52, no. 8S, 08JK11, Jul. 2013, issn: 1347-4065. doi: [10.7567/JJAP.52.08JK11](https://doi.org/10.7567/JJAP.52.08JK11). [Online]. Available: <https://iopscience.iop.org/article/10.7567/JJAP.52.08JK11/meta> (visited on 06/03/2020).

- [116] W. Jiang *et al.*, "Electro-optic Coefficient Enhancement of algan via Multiple Field Modulations", *ACS Applied Materials & Interfaces*, vol. 7, no. 32, pp. 17 707–17 712, Aug. 2015, issn: 1944-8244. doi: [10.1021/acsami.5b06174](https://doi.org/10.1021/acsami.5b06174). [Online]. Available: <https://doi.org/10.1021/acsami.5b06174> (visited on 05/27/2020).
- [117] P. Chen *et al.*, "Enhanced Pockels effect in gan/algan superlattice measured by polarization maintaining fiber Mach-Zehnder interferometer", *Applied Physics Letters*, vol. 91, no. 3, p. 031103, 2007, issn: 0003-6951. doi: [10.1063/1.2759267](https://doi.org/10.1063/1.2759267). [Online]. Available: <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.2759267> (visited on 06/03/2020).
- [118] J. Miragliotta and D. K. Wickenden, "Nonlinear electroreflectance from gallium nitride using optical second-harmonic generation", *Phys. Rev. B*, vol. 53, pp. 1388–1397, 3 1996. doi: [10.1103/PhysRevB.53.1388](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.53.1388).
- [119] Y. Cao *et al.*, "Electric field mapping of wide-bandgap semiconductor devices at a submicrometre resolution", *Nature Electronics*, vol. 4, no. 7, pp. 478–485, Jul. 2021, Number: 7 Publisher: Nature Publishing Group, issn: 2520-1131. doi: [10.1038/s41928-021-00599-5](https://doi.org/10.1038/s41928-021-00599-5). [Online]. Available: <https://www.nature.com/articles/s41928-021-00599-5> (visited on 09/17/2022).
- [120] E. Timurdogan *et al.*, "Electric field-induced second-order nonlinear optical effects in silicon waveguides", *Nature Photonics*, vol. 11, no. 3, pp. 200–206, Mar. 2017, issn: 1749-4893. doi: [10.1038/nphoton.2017.14](https://doi.org/10.1038/nphoton.2017.14). [Online]. Available: <https://www.nature.com/articles/nphoton.2017.14> (visited on 06/04/2020).
- [121] T. Bretagnon *et al.*, "Radiative lifetime of a single electron-hole pair in  $\text{Ga}\text{N}$  quantum dots", *Physical Review B*, vol. 73, no. 11, p. 113 304, Mar. 2006, Publisher: American Physical Society. doi: [10.1103/PhysRevB.73.113304](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.73.113304). [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.73.113304> (visited on 09/19/2022).
- [122] Ü. Özgür *et al.*, "Systematic measurement of algan refractive indices", *Applied Physics Letters*, vol. 79, no. 25, pp. 4103–4105, Dec. 2001, issn: 0003-6951. doi: [10.1063/1.1426270](https://doi.org/10.1063/1.1426270). [Online]. Available: <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1426270> (visited on 08/26/2021).
- [123] W. Bogaerts *et al.*, "Silicon microring resonators", *Laser & Photonics Reviews*, vol. 6, no. 1, pp. 47–73, 2012. doi: <https://doi.org/10.1002/lpor.201100017>. [Online]. Available: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/lpor.201100017>.
- [124] A. Michard *et al.*, "O-Band 50Gb/s Ring Modulator in a 300mm Si Photonic Platform", in *2018 European Conference on Optical Communication (ECOC)*, Sep. 2018, pp. 1–3. doi: [10.1109/ECOC.2018.8535526](https://doi.org/10.1109/ECOC.2018.8535526).
- [125] M. Bahadori *et al.*, "Universal Design of Waveguide Bends in Silicon-on-Insulator Photonics Platform", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 37, no. 13, pp. 3044–3054, 2019, issn: 1558-2213. doi: [10.1109/JLT.2019.2909983](https://doi.org/10.1109/JLT.2019.2909983).
- [126] E. Kempf *et al.*, "SiN half-etch horizontal slot waveguides for integrated photonics: numerical modeling, fabrication and characterization of passive components", *Optics Express*, vol. 30, no. 3, pp. 4202–4214, Jan. 2022, Publisher: Optica Publishing Group, issn: 1094-4087. doi: [10.1364/OE.446758](https://doi.org/10.1364/OE.446758). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-30-3-4202> (visited on 12/26/2022).



- [127] M. Dyatlov *et al.*, "Bi-directional spectral broadening measurements for accurate characterisation of nonlinear hybrid integrated waveguides", *EPJ Web of Conferences*, vol. 266, M. Costa, M. Flores-Arias, G. Pauliat, and P. Segonds, Eds., p. 01 007, 2022, issn: 2100-014X. doi: [10.1051/epjconf/202226601007](https://doi.org/10.1051/epjconf/202226601007). [Online]. Available: <https://www.epj-conferences.org/10.1051/epjconf/202226601007> (visited on 01/03/2023).
- [128] D. J. Blumenthal *et al.*, "Silicon Nitride in Silicon Photonics", *Proceedings of the IEEE*, vol. 106, no. 12, pp. 2209–2231, Dec. 2018, Conference Name: Proceedings of the IEEE, issn: 1558-2256. doi: [10.1109/JPROC.2018.2861576](https://doi.org/10.1109/JPROC.2018.2861576).
- [129] S. Guerber *et al.*, "Wafer-level calibration of large-scale integrated optical phased arrays", *Optics Express*, vol. 30, no. 20, pp. 35 246–35 255, Sep. 2022, Publisher: Optica Publishing Group, issn: 1094-4087. doi: [10.1364/OE.464540](https://doi.org/10.1364/OE.464540). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-30-20-35246> (visited on 10/12/2022).
- [130] D. J. Thomson, A. J. Zilkie, J. E. Bowers, *et al.*, "Roadmap roadmap on silicon photonics", 2016.
- [131] B. Meynard *et al.*, "Dispositif de réalité augmentée basé sur des concepts de couplage guide d'onde/hologramme", These de doctorat, Université Grenoble Alpes, Mar. 2021. [Online]. Available: <http://www.theses.fr/2021GRALT007> (visited on 03/31/2022).
- [132] M. C. Shin *et al.*, "Chip-scale blue light phased array", *Optics Letters*, vol. 45, no. 7, pp. 1934–1937, Apr. 2020, issn: 1539-4794. doi: [10.1364/OL.385201](https://doi.org/10.1364/OL.385201). [Online]. Available: <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-45-7-1934> (visited on 03/31/2022).
- [133] F. Bernardini *et al.*, "Accurate calculation of polarization-related quantities in semiconductors", *Physical Review B*, vol. 63, no. 19, p. 193 201, Apr. 2001. doi: [10.1103/PhysRevB.63.193201](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.63.193201). [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.63.193201> (visited on 08/23/2021).
- [134] E. Stassen *et al.*, "Highly Nonlinear Gallium Nitride Waveguides", in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, San Jose, California: OSA, 2018, STh3l.1, isbn: 978-1-943580-42-2. doi: [10.1364/CLEO\\_SI.2018.STh3l.1](https://doi.org/10.1364/CLEO_SI.2018.STh3l.1). [Online]. Available: [https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=CLEO\\_SI-2018-STh3l.1](https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=CLEO_SI-2018-STh3l.1) (visited on 07/29/2021).
- [135] Y. Zheng *et al.*, "Integrated Gallium Nitride Nonlinear Photonics", *arXiv:2010.16149 [physics]*, Oct. 2020, arXiv: 2010.16149. [Online]. Available: <http://arxiv.org/abs/2010.16149> (visited on 07/29/2021).
- [136] G. F. B. Almeida *et al.*, "Third-Order Nonlinear Spectrum of GaN under Femtosecond-Pulse Excitation from the Visible to the Near Infrared", *Photonics*, vol. 6, no. 2, p. 69, Jun. 2019. doi: [10.3390/photonics6020069](https://doi.org/10.3390/photonics6020069). [Online]. Available: <https://www.mdpi.com/2304-6732/6/2/69> (visited on 03/12/2021).
- [137] I. Saidi, "Intersubband resonant enhancement of second order-nonlinear susceptibility in asymmetric algan/gan double quantum wells", *Journal of Applied Physics*, vol. 126, no. 13, p. 135 704, Oct. 2019, issn: 0021-8979. doi: [10.1063/1.5110176](https://doi.org/10.1063/1.5110176). [Online]. Available: <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.5110176> (visited on 05/27/2020).
- [138] J. Khurgin *et al.*, "Second-order intersubband nonlinear-optical susceptibilities of asymmetric quantum-well structures", *JOSA B*, vol. 6, no. 9, pp. 1673–1682, Sep. 1989, issn: 1520-8540. doi: [10.1364/JOSAB.6.001673](https://doi.org/10.1364/JOSAB.6.001673). [Online]. Available: <https://www.osapublishing.org/josab/abstract.cfm?uri=josab-6-9-1673> (visited on 05/27/2020).

- [139] C.-Z. Zhao *et al.*, "The activation energy for Mg acceptor in algan alloys in the whole composition range", *Superlattices and Microstructures*, vol. 109, pp. 758–762, Sep. 2017, issn: 0749-6036. doi: [10.1016/j.spmi.2017.06.006](https://doi.org/10.1016/j.spmi.2017.06.006). [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0749603617311205> (visited on 12/26/2022).
- [140] N. A. Sanford *et al.*, "Refractive index and birefringence of  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  films grown by MOCVD", *physica status solidi (c)*, vol. 2, no. 7, pp. 2783–2786, 2005, issn: 1610-1642. doi: [10.1002/pssc.200461606](https://doi.org/10.1002/pssc.200461606). [Online]. Available: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/pssc.200461606> (visited on 01/05/2023).



# Publications et communications

## Conférences

Boeuf Frederic , **Barrera Cyrille** , Fincato A. , Tang Hanzhi , Guerber Sylvain , Monfray Stephane , Ohno S. , Fowler Daivid , Charlet Ismaël , Gianini L. , Simbula Angelica , Maggi Luca , Shaw Mark , Toprasertpong Kasidit , Takagi Shinichi , Takenaka Mitsuru. "Silicon Photonics Beyond Optical Interconnects". 2021 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)

**Barrera Cyrille**, Guerber Sylvain, Fowler Daivid, Monfray Stephane, Montagne A, Myko Andre, Grosse Philippe, Ribaud Karen, Le Maitre Patrick, Cremer S., Charlet Ismaël, Vivien Laurent, Boeuf Frederic. "Fast optical phased array on a 300-mm silicon platform". Smart Photonic and Optoelectronic Integrated Circuits XXIII. Mars 2021

**Barrera Cyrille**, Désières Yohan, Fowler Daivid, Charlet I., Vivien L., Boeuf Frederic. "Benchmark of Phase Modulators for high-speed and low power Integrated Optical Phased Array in 3D sensing Applications". 2020 International Conference on Solid State Devices and Materials

Frederic Boeuf, **Barrera Cyrille**, Charlet Ismaël, Calvo Michele, Fincato Antonio, Monfray Stephane, Guerber Sylvain, Cremer Sebastien, Vulliet Nathalie, Carpentier Jean-Francois, Maggi Luca, Fowler Daivid, Jany Christophe, Le Maitre Patrick, Douix Maurin, Orobtschouk Regis, Marris-Morini D., Vivien Laurent. "Silicon Photonics Platform from Datacom to Sensing Applications". 2021 IEEE BiCMOS and Compound Semiconductor Integrated Circuits and Technology Symposium (BCICTS). Décembre 2021

Charlet Ismaël, Douix Maurin, Guerber Sylvain, Michit Nicolas, **Barrera Cyrille**, Gaudy J., Désières Yohan, Kerdiles Sébastien, Acosta alba Pablo, Lassarre J., Perrot C., Euvard-Colnat Catherine, Rovayaz K., Pellissier-

Tanon D., Cremer S., Vulliet Nathalie, Grosse Philippe, Monfray Stephane, Messaoudène Sonia, Boeuf Frederic. "Si capacitive modulator integration in a 300mm silicon photonics platform with strained-SiGe to enhance the electro-optic effect". Integrated Photonics Platforms : Fundamental Research, Manufacturing and Applications 2020

## **Brevets**

**Barrera Cyrille**, Boeuf Frederic. "Capacitive Optical Modulator". n°US20210018815

## Polarisation dans des couches GaN

Les III-N ont une maille à géométrie hexagonale, ce qui signifie que le barycentre des charges n'est absolument pas compensé par les 4 liaisons Ga - N. La première conséquence est que cette maille dispose d'une polarisation dite spontanée dont l'intensité va dépendre de la géométrie moléculaire. Sur la Figure 27.(a), nous avons affiché une vue agrandie de la maille hexagonale d'une couche d'AlGaN sur un substrat de GaN, tandis qu'en Figure 27.(b), nous avons affiché une vue agrandie de la maille hexagonale d'une couche d'InGaN sur substrat de GaN. Ces deux représentations ont pour but d'illustrer les cas de figures rencontrés sur les deux publications [115], [116]. En bas à gauche de chaque cas de figure, nous avons disposé un atome de gallium en rouge entouré de 3 atomes d'azote en bleu, formant une maille tétraédrique, dont le quatrième membre azote n'est pas représenté faute de perspectives. Cette maille tétraédrique forme dans la troisième dimension la maille hexagonale appelée "wurtzite". Au niveau de l'atome de gallium, électro-positif, sont dirigés quatre moments dipolaires ( $\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3, \vec{p}_4$ ) dont la somme ne se compense pas suivant l'axe vertical, en raison des angles des liaisons et d'un paramètre de maille vertical  $c$  supérieur aux paramètres de maille horizontaux  $a$ . En particulier le dipôle  $\vec{p}_1$  est prédominant, la polarisation qui en résulte est non-nulle et est alors dite spontanée. Celle-ci, de par la direction du dipôle total est de signe négatif, on la représente par des flèches vertes nommées  $P_{sp,GaN}$ ,  $P_{sp,AlGaN}$  ou encore  $P_{sp,InGaN}$ . Cela signifie que chaque couche dispose de sa propre polarisation spontanée dont les valeurs sont résumées en Table 8 en première ligne et sont très bien établies dans l'état de l'art [133]. Sur ce tableau, nous présentons les valeurs de trois principaux III-N que sont le GaN, l'AlN et l'InN, enfin, nous affichons les valeurs de l'alliage  $In_{0.12}Ga_{0.88}N$  présenté dans [115] et de l'alliage  $Al_{0.45}Ga_{0.55}N$  présenté dans [116]. Ces polarisations sont issues d'une interpolation linéaire entre les trois principaux matériaux.

De plus, les III-N sont des matériaux piézo-électriques, c'est-à-dire que sous l'effet d'une contrainte mécanique, une polarisation va se former suivant certaines directions cristallines en fonction des directions des contraintes mécaniques. Dans le cas des III-N à maille hexagonale, des contraintes mécaniques suivant les axes horizontaux, en raison des contraintes de mailles entre une couche GaN et In(Al)GaN vont engendrer une polarisation piézo-électrique verticale. Sur la Figure 27, nous avons affiché juste en dessous de l'interface en violet, des sphères bleues claires qui correspondent au paramètre de maille, respectivement de l'AlGaN et de l'InGaN relaxés. Nous pouvons voir que ce paramètre de maille ne correspond pas à celui du GaN. Comme indiqué en seconde ligne de la Table 8. Le paramètre  $a$  du GaN de 3.189 et est supérieur à celui de l'AlN de 3.112 et fortement inférieur à celui de l'InN de 3.54. La conséquence à cela est que l'AlGaN se trouve en tension tandis que l'InGaN est en compression. Ces deux cas de figures amènent à

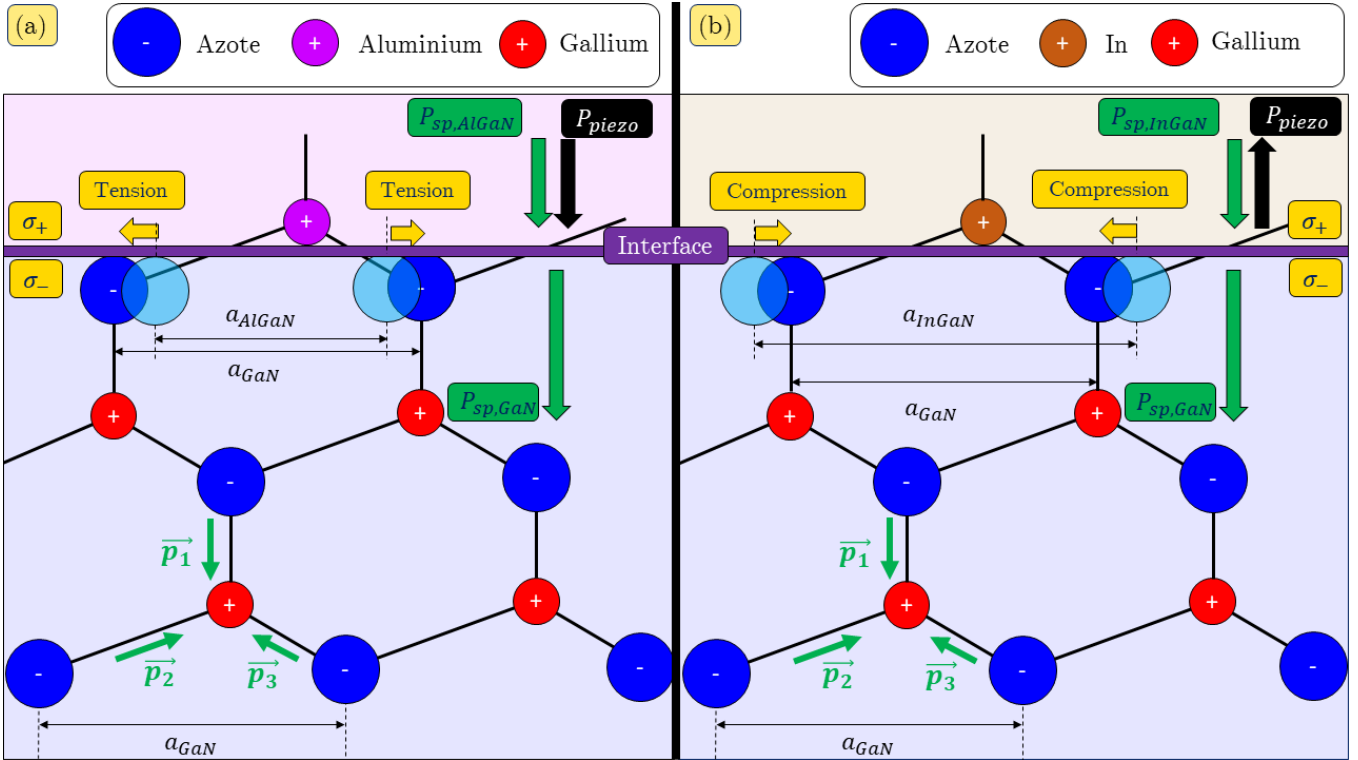


Figure 27 – (a) Architecture cristalline d'une couche en tension d'AlGaN sur substrat GaN, (b) Architecture cristalline d'une couche en compression d'InGaN sur substrat GaN

deux conclusions différentes. En effet, la polarisation piézoélectrique a pour expression :

$$P_{piezo} = 2 \frac{\Delta a}{a} \cdot \left( e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \quad (3)$$

Avec  $C_{13}$  et  $C_{33}$  des coefficients élastiques en GPa,  $e_{31}$  et  $e_{33}$  des coefficients piezo-électriques,  $a$  le paramètre de maille horizontale de la couche relaxées et  $\Delta a$  la variation de paramètre de maille de la couche sous contrainte. Autrement dit, si les multicouches ont subi une croissance sur un substrat disposant d'un paramètre de maille plus élevé, alors elles sont en tension et  $\Delta a$  est positif, et inversement. Etant donné les valeurs de coefficients piézo-électriques  $e_{ij}$  et élastiques  $C_{ij}$ , le second facteur de l'équation est toujours négatif. Dans ce cas, une tension mécanique impliquant  $\Delta a > 0$  amènera à une polarisation piézoélectrique négative qui va s'ajouter à la polarisation spontanée comme c'est le cas en Figure 27.(a) avec une représentation en flèche **noire** de la polarisation piézo-électrique. À l'inverse, des couches en compression sur un substrat auront une polarisation piézo-électrique positive qui va affaiblir la polarisation spontanée, voire même, créer un retournement de polarisation comme c'est le cas en Figure 27.(b).

La raison pour laquelle nous donnons ces polarisations vient du fait qu'entre deux couches de compositions différentes, la différence de polarisation va amener à une distribution surfacique de charges et donc de champ électrique, d'après le théorème de Gauss. Une ligne horizontale grasse représente un intervalle entre la couche de GaN inférieure et une couche d'AlGaN en Figure 27.(a) et d'InGaN en (b). Le matériau étant communément épitaxié de sorte que la face métallique soit en surface, ou dit "Ga-face", et que les métaux sont plus électro-positifs que l'azote, on représente une densité de charges positives  $\sigma_+$  au-dessus de l'interface, et  $\sigma_-$  en-dessous. Néanmoins, c'est en calculant les deux polarisations que nous pouvons

	AlN	GaN	InN	$In_{0.12}Ga_{0.88}N$	$Al_{0.45}Ga_{0.55}N$
Polarisation ( $C.m^{-2}$ )	-0.09	-0.034	-0.042	-0.035	-0.059
Paramètre de maille a (Å)	3.112	3.189	3.54	3.231	3.154
$C_{13}$ (GPa)	127	100	94	99.28	112.15
$C_{33}$ (GPa)	382	392	200	368.96	387.5
$e_{33}$ ( $C.m^{-2}$ )	1.5	0.67	0.81	0.687	1.044
$e_{31}$ ( $C.m^{-2}$ )	-0.53	-0.34	-0.41	-0.348	-0.426
$\epsilon_{31}$ ( $10^{-11}F.m^{-1}$ )	7.52	7.87	13.5	8.6	7.7

Table 8 – Résumé des valeurs nécessaires au calcul des polarisations spontanées et piézoélectriques

en déduire la polarisation totale de la couche. Si celle-ci est supérieure à la polarisation du substrat relaxé, alors la densité surfacique de charge  $\sigma = P_{substrat} - P_{couche} > 0$  à l'interface substrat / couche, le champs électrique sera alors dirigé vers le haut.

Les Figure 28. (a) et (b) représentent alors le même contexte que la Figure 27 si nous opérons un agrandissement sur l'ensemble.

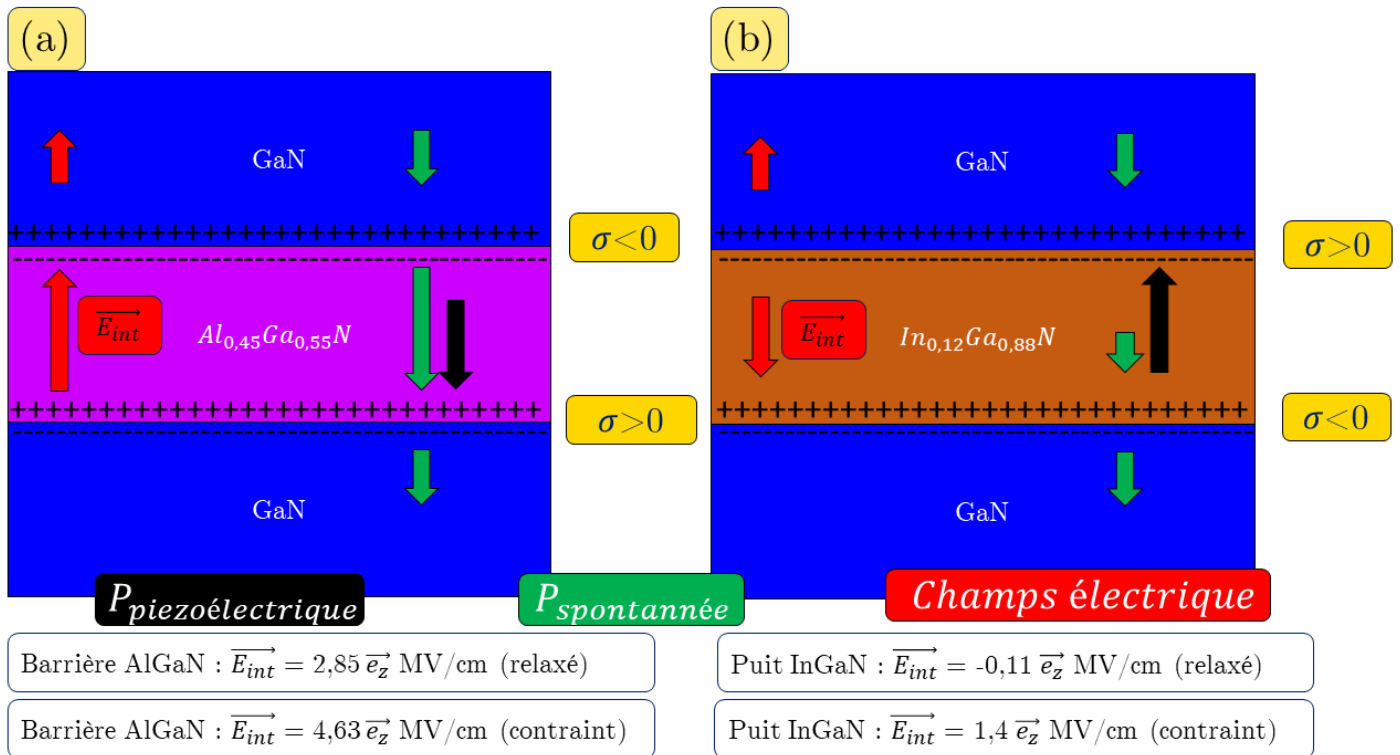


Figure 28 – (a) Architecture cristalline d'une couche en tension d'AlGaN sur substrat GaN, (b) Architecture cristalline d'une couche en compression d'InGaN sur substrat GaN

Nous voyons dans la Figure 28.(a) que la couche d'AlGaN dispose des deux polarisations piézo-électriques et spontanées négative dont la somme surpasse à la seule polarisation spontanée du substrat GaN relaxé. La densité surfacique de charge  $\sigma$  à cet interface substrat/couche est alors positive et le champs électrique



est dirigé vers le haut. En Figure 28.(a) la situation inverse se produit et le champs électrique est dirigé vers le bas.

La valeur théorique du champ est alors donnée par la formule :

$$\vec{E}_{int} = \frac{\sigma}{\epsilon_r} \vec{e}_z \quad (4)$$

Avec  $\epsilon_r$  la permittivité diélectrique du matériau, indiquée en table 8. En vertu de cette formule, le champ électrique ne dépend en aucune manière de l'épaisseur des couches considérées. Les valeurs déterminées alors pour ces exemples sont un champ électrique interne très intense de  $E_{int} = 2,86 \text{ MV/cm}$  dans la couche d'AlGaIn si relaxée et même  $E_{int} = 4,63 \text{ MV/cm}$  si contrainte et bénéficiant de la polarisation piézoélectrique. Dans le cas de l'InGaIn sur GaN, le champ en condition relaxée est assez faible  $\vec{E}_{int} = -0,109 \text{ MV/cm}$  car seulement 12% d'indium différencie les deux couches, si néanmoins la polarisation piézoélectrique est présente  $E_{int} = +1,48 \text{ MV/cm}$ .

Ces deux publications dressent donc un ordre de grandeur de champs internes de l'ordre de MV/cm et d'autant plus élevés que les couches restent contraintes pour profiter de l'effet piezo-électrique. Dans cet exemple, comme dans l'état de l'art, les champs internes les plus élevés s'obtiennent *via* des empilements GaN/AlGaIn et peuvent atteindre environ 10 MV/cm grâce aux super-réseaux GaN/AlN [121].

# Modélisation de l'effet Pockels dans le GaN

Face à l'éventualité d'obtenir un matériau compatible avec le silicium et bénéficiant de la même efficacité que le  $LiNbO_3$ . Nous avons enquêté sur l'origine physique de ce phénomène, et pourquoi il était associé à l'effet Pockels. Dans cette annexe, nous développons l'expression d'une modulation de phase dans le GaN via l'effet Pockels tel que prédit par la théorie, avec pour objectif de la comparer à l'expression obtenue dans le cadre fixée par les publications [115], [116]

Si l'on revient aux bases du matériau GaN, il faut savoir qu'il s'agit d'un cristal à symétrie hexagonale de la classe 6mm, ce qui en fait un cristal uniaxe. Autrement dit, il dispose d'un ellipsoïde des indices comprenant un indice de réfraction ordinaire  $n_o$  suivant les axes x et y et un indice extraordinaire  $n_e$  suivant l'axe z. Ce qui veut dire que la valeur de l'indice selon la direction de la lumière projetée suivant les axes (x, y, z) est donnée par la formule :

$$\frac{x^2 + y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1 \quad (5)$$

Ici, on suppose l'application d'un champ électrique externe dirigé verticalement  $\vec{E}_{ext} = E_{ext}\vec{e}_z$ . Nous prenons cette simplification, car nous verrons que les seuls composants que nous pourrions réaliser sont très similaires à ceux des Figure 4.1.(a) et (c) qui ne produisent que des champs externes verticaux, car les électrodes en GaN dopé ou en métaux déportés sont disposées verticalement. L'effet Pockels étant la modification d'un indice de réfraction par un champ électrique, il s'agit donc de trouver la fonction qui relie  $n_o$  à  $\vec{E}_{ext}$  ou  $n_e$  à  $\vec{E}_{ext}$ .

Or ici malheureusement, on ne dispose que de l'ellipsoïde des indices du GaN, avec en plus, les fonctions d'intérêt ( $n_o$  et  $n_e$ ) en dénominateur et au carré, insérés dans une relation polynomiale.

Afin de revenir à des formes mathématiquement plus simples, nous utilisons temporairement la variable  $1/n^2$  que l'on appelle *l'imperméabilité diélectrique*  $\eta$  car elle évolue à l'inverse de la permittivité diélectrique qui est fonction linéaire de l'indice de réfraction au carré  $n^2$ .

Avec cette nouvelle variable, l'ellipsoïde des indices est beaucoup plus simple à manipuler et s'écrit :

$$(x^2 + y^2)\eta_0^2 + z^2\eta_e^2 = 1 \quad (6)$$

Une seconde approximation faite à ce stade, et valide en microélectronique, est que les champs électriques appliqués au matériau sont extrêmement faibles, car nous restons limités à quelques volts d'amplitude. Cette hypothèse nous arrange bien, car elle permet d'explicitier la dépendance de  $\eta$  à des champs électriques uniquement en termes issus de l'expansion de Taylor, qui n'est en fait à l'ordre 1 qu'une règle de 3, soit mathématiquement :

$$\eta(E_{ext}) = \eta(E_{ext} = 0) + \left. \frac{\partial \eta}{\partial E_{ext}} \right|_{E_{ext}=0} E_{ext} \quad (7)$$

Cette relation est extrêmement simplificatrice, car les cristaux peuvent avoir des indices différents selon l'angle d'entrée de la lumière dans le matériau tandis que les champs électriques ont eux-mêmes 3 directions. On utilise alors un tenseur imperméabilité  $[\eta]$  dont les composantes sont appelées  $\eta_{ij}$  avec  $i, j = x, y, z$  pour désigner les projections sur les axes de coordonnées cartésiennes, cela donne 9 combinaisons possibles pour ce tenseur  $3 \times 3$

Dans ce formalisme bien plus générique, on peut réécrire le développement de Taylor précédent en prenant en compte la direction de la lumière codée en  $i$  et  $j$ , mais aussi les termes de Taylor qui dépendent eux de la direction du champ électrique appliqué codé en  $k$

$$\eta_{ij} = \eta_{ij}(E_{ext} = 0) + \sum_{k=x,y,z} \left. \frac{\partial \eta_{ij}}{\partial E_{ext}} \right|_{E_{ext}=0} E_k \quad (8)$$

Au final, nous avons trouvé le terme de variation qui nous intéresse dans ce problème, il s'agit du terme de la somme qui correspond à la variation de l'imperméabilité et que nous appelons  $\Delta\eta_{ij}$ .

$$\Delta\eta_{ij} = \sum_{k=x,y,z} \left. \frac{\partial \eta_{ij}}{\partial E_{ext}} \right|_{E_{ext}=0} E_k \quad (9)$$

Le passage dans la généralité nous a permis d'isoler le terme d'intérêt, mais il est plus complexe, car il prend en compte la direction ( $i, j$ ) du champ optique, mais aussi électrique avec l'indice  $k$  à trois possibilités. On isole alors le fameux coefficient Pockels que l'on renomme  $r_{ijk}$ .

$$\Delta\eta_{ij} = \sum_{k=x,y,z} r_{ijk} E_k \quad (10)$$

$\Delta\eta_{ij}$  est un tenseur de rang  $3 \times 3 = 9$  composantes tandis que  $r_{ijk}$  est un tenseur "3D" de rang  $3 \times 3 \times 3 = 27$  composantes, c'est beaucoup trop pour le formaliser simplement.

Heureusement on peut utiliser les symmetries de Kleinmann pour simplifier le tenseur  $\Delta\eta_{ij}$  car celui-ci est une matrice symétrique  $3 \times 3$  et seuls 6 termes sont importants. C'est pourquoi nous pouvons utiliser la notation de Vogh pour résumer 9 termes en 6, et passer d'un tenseur  $3 \times 3$  à  $1 \times 6$ . Idem, le tenseur  $[r]$  à 27 composantes, passe à  $6 \times 3 = 18$  composantes. On a donc l'équation (10) qui devient :

$$\Delta\eta_m = \sum_{k=x,y,z} r_{mk} E_k \quad (11)$$

Avec  $m = 1(=xx), 2(=yy), 3(=zz), 4(=yz), 5(=xz), 6(=xy)$ , Nous pouvons alors l'expliciter simplement en un tenseur en mettant en lumière les coefficients Pockels.

$$\begin{bmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \\ \eta_3 \\ \eta_4 \\ \eta_5 \\ \eta_6 \end{bmatrix}_E = \begin{bmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \\ \eta_3 \\ \eta_4 \\ \eta_5 \\ \eta_6 \end{bmatrix}_0 + \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (12)$$

En décomposant la variation d'imperméabilité, le terme de gauche est l'imperméabilité quand le champ électrique est non-nul. Il est égal au tenseur imperméabilité non perturbé quand le champ électrique est nul, plus le terme de perturbation qui est le produit tensoriel du champ électrique par le tenseur des coefficients dits électro-optiques linéaires. Selon les geometries cristallines, certains coefficients sont nuls. Les III-N comme le GaN, l'AlN, L'InN, et par conséquent leurs alliages, rencontrés dans les trois publications décrites précédemment sont structurés en une maille hexagonale de type wurtzite de la classe 6mm, ce qui simplifie grandement le tenseur, vers un cas presque scolaire, celui-ci se simplifie en effet comme ceci :

$$\begin{bmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \\ \eta_3 \\ \eta_4 \\ \eta_5 \\ \eta_6 \end{bmatrix}_E = \begin{bmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \\ \eta_3 \\ \eta_4 \\ \eta_5 \\ \eta_6 \end{bmatrix}_0 + \begin{bmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ E_z \end{bmatrix} \quad (13)$$

Autrement dit, si nous revenons à l'ellipsoïde des indices, l'équation (5) prend la forme suivante :

$$(x^2 + y^2) \cdot \left( \frac{1}{n_0^2} + r_{13} E_z \right) + z^2 \cdot \left( \frac{1}{n_e^2} + r_{33} E_z \right) = 1 \quad (14)$$

Etant donné que seul un champ électrique vertical ne pourra être appliqué, les seuls coefficients qui subsistent sont le  $r_{13}$  et le  $r_{33}$  liés à des modes TE et TM classiques. Ce cas de figure est extrêmement simple

comparé à des cas plus poussés comme le  $LiNbO_3$  ou le BTO où des rotations du cristal doivent être établies pour relier une variation d'indice à une polarisation simple. Ici, l'injection de mode TE ou TM est standard dans le domaine de la photonique si nous souhaitons réaliser un modulateur de phase GaN.

Si nous revenons à l'expression de l'indice, nous obtenons donc un système d'équations, liant les indices de réfractations dans les axes (x, y, z) avec le tenseur  $[r]$  et le champ électrique externe :

$$\begin{cases} \frac{1}{n_x^2} = \frac{1}{n_0^2} + r_{13}E_z \\ \frac{1}{n_y^2} = \frac{1}{n_0^2} + r_{13}E_z \\ \frac{1}{n_z^2} = \frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_z \end{cases} \implies \begin{cases} n_x = \frac{n_0}{\sqrt{1+r_{13}n_0^2E_z}} \\ n_y = \frac{n_0}{\sqrt{1+r_{13}n_0^2E_z}} \\ n_z = \frac{n_e}{\sqrt{1+r_{33}n_e^2E_z}} \end{cases} \quad (15)$$

Comme la variation d'indice de réfraction est estimée très faible, nous pouvons opérer un développement limité à l'ordre 1, ce qui donne le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} n_x = n_0 \left( 1 - \frac{1}{2} r_{13} n_0^2 E_z \right) \\ n_y = n_0 \left( 1 - \frac{1}{2} r_{13} n_0^2 E_z \right) \\ n_z = n_e \left( 1 - \frac{1}{2} r_{33} n_e^2 E_z \right) \end{cases} \quad (16)$$

Et en particulier, dans le cas qui nous intéresse de la variation de l'indice extraordinaire par l'effet Pockels :

$$\Delta n_e = -\frac{1}{2} r_{33} n_e^3 E_z \quad (17)$$

# Modélisation de l'effet Kerr hybride dans le GaN

Dans l'équation (7), nous avons procédé à un développement de Taylor à l'ordre 1, mais nous pouvons le pousser à l'ordre 2 dans l'hypothèse où des champs électriques plus élevés rendrait le terme du second ordre non négligeable. Si nous faisons cela, nous obtenons l'expression suivante :

$$\eta_{ij} = \eta_{ij}(E_{ext} = 0) + \sum_{k=x,y,z} \left. \frac{\partial \eta_{ij}}{\partial E_{ext}} \right|_{E_{ext}=0} E_k + \sum_{k,l=x,y,z} \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 \eta_{ij}}{\partial E_k \partial E_l} \right|_{E_k E_l=0} E_k E_l \quad (18)$$

Nous obtenons alors un nouveau tenseur traitant cette fois de l'influence du carré du champ sur l'imperméabilité diélectrique, par la même méthode que précédemment nous pouvons donc obtenir un tenseur quadratique avec des coefficients que nous appellerons  $s_{ijkl}$ . Cela en fait un tenseur 4D avec  $3 \times 3 \times 3 \times 3 = 81$  composantes. Afin de le réduire, nous pouvons transformer la paire ij en un seul indice m par la notation de Vogh comme précédemment, afin qu'il décrive les 6 projections possibles de la polarisation lumineuse.

$$\Delta \eta_{ij} = \sum_{k,l=x,y,z} \frac{1}{2} s_{ijkl} E_k E_l \implies \Delta \eta_m = \sum_{k,l=x,y,z} \frac{1}{2} s_{mkl} E_k E_l \quad (19)$$

On dispose ainsi d'un nouveau tenseur  $s_{mkl}$  de rang  $6 \times 3 \times 3 = 54$  composantes, mais à nouveau en 3D, on utilise alors une nouvelle fois la notation de Vogh pour compresser les termes k et l caractérisant les directions des champs électriques, ce qui réduit cela à un tenseur de rang  $6 \times 6 = 36$  composantes et représentables en 2D. Pour rappel, avec l'effet Pockels, la notation de Vogh est utilisée pour compresser les directions du champ optique dans le cristal, pour l'effet quadratique, elle est utilisée ici, pour des champs électriques. Autrement dit, entre un  $r_{42}$  et un  $s_{42}$ , il faut bien comprendre que l'indice 4 des deux termes a la même signification, mais les deux termes 2 n'ont rien à voir, car l'indice 2 du  $r_{42}$  représente par exemple la direction y du champ  $E_y$  et ne prend que des valeurs de 1 à 3 alors que l'indice 2 du  $s_{42}$  représente la direction y et y du terme quadratique  $E_y E_y$  et atteint des valeurs de 1 à 6. Ce qui donne l'expression simplifiée suivante :

$$\Delta\eta_m = \sum_{p=1,2,3,4,5,6} s_{mp}(E^2)_p \quad (20)$$

Nous pouvons donc représenter le tenseur de l'effet quadratique de la manière suivante :

$$\begin{bmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \\ \eta_3 \\ \eta_4 \\ \eta_5 \\ \eta_6 \end{bmatrix}_E = \begin{bmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \\ \eta_3 \\ \eta_4 \\ \eta_5 \\ \eta_6 \end{bmatrix}_0 + \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} & s_{14} & s_{15} & s_{16} \\ s_{21} & s_{22} & s_{23} & s_{24} & s_{25} & s_{26} \\ s_{31} & s_{32} & s_{33} & s_{34} & s_{35} & s_{36} \\ s_{41} & s_{42} & s_{43} & s_{44} & s_{45} & s_{46} \\ s_{51} & s_{52} & s_{53} & s_{54} & s_{55} & s_{56} \\ s_{61} & s_{62} & s_{63} & s_{64} & s_{65} & s_{66} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_yE_z \\ 2E_xE_z \\ 2E_xE_y \end{bmatrix} \quad (21)$$

Nous pouvons ensuite simplifier ce tenseur quadratique grâce aux symmetries et coefficient nuls, du fait que nous sommes en maille hexagonale 6mm, ce qui donne :

$$\begin{bmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \\ \eta_3 \\ \eta_4 \\ \eta_5 \\ \eta_6 \end{bmatrix}_E = \begin{bmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \\ \eta_3 \\ \eta_4 \\ \eta_5 \\ \eta_6 \end{bmatrix}_0 + \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} & 0 & 0 & 0 \\ s_{21} & s_{22} & s_{13} & 0 & 0 & 0 \\ s_{31} & s_{31} & s_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{s_{11}-s_{12}}{2} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ E_z^2 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (22)$$

$$\begin{cases} \Delta n_0 = -\frac{1}{2}s_{13}n_0^3E_z^2 \\ \Delta n_e = -\frac{1}{2}s_{33}n_e^3E_z^2 \end{cases} \quad (23)$$

Or, si l'on se place dans le cas revendiqué par les publications et dans le cas théorique précédent. Dans les puits et les barrières existe un champ interne intense que nous avons appelé  $E_{int}$ , à celui-ci s'ajoute un champ appliqué  $E_{ext}$ , auquel s'ajoute un champ optique dans un milieu d'indice  $n_0$  ou  $n_e$  selon qu'il soit TE ou TM. On peut donc décomposer le terme quadratique du système d'équation ci-dessus pour obtenir la forme suivante :

$$\begin{cases} \Delta n_0 = -\frac{1}{2}s_{13}n_0^3(E_{int}^2 + 2E_{int}E_{ext} + E_{ext}^2) \\ \Delta n_e = -\frac{1}{2}s_{33}n_e^3(E_{int}^2 + 2E_{int}E_{ext} + E_{ext}^2) \end{cases} \quad (24)$$

Dans ce système d'équations, les seuls termes inconnus sont les coefficients dits électro-optiques quadratiques  $s_{13}$  et  $s_{33}$ , exprimés en  $pm^2.V^{-2}$ . Ces coefficients ont été mesurés dans différentes publications de

photonique sur GaN. Pour le GaN pur, seul le coefficient  $s_{13}$  peut se déduire de la mesure de l'effet Kerr optique dans des résonateurs en anneau. Ces mesures ont fourni des valeurs de l'indice non linéaire  $n_2$  qui relie proportionnellement la variation de l'indice de réfraction à l'intensité lumineuse injectée dans l'anneau. Leur valeur est alors donnée en  $m^2 \cdot W^{-1}$  et leur valeur est centrée autour de  $n_2 = 1 \cdot 10^{-18} m^2 \cdot W^{-1}$  [134]–[136] malgré une dispersion des valeurs. Pour l'AlN, la littérature est encore plus pauvre avec seulement une valeur  $n_2 = 2.3 \cdot 10^{-11} m^2 \cdot W^{-1}$  et ne concerne que de l'AlN déposé par pulvérisation. Il est possible de relier ces valeurs de  $n_2$  aux coefficients  $s_{13}$  car toutes ces publications ont mesuré ces coefficients en employant des modes TE. La relation est la suivante et provient d'un résonnement sur la susceptibilité diélectrique que nous ne développons pas ici :

$$s_{13} = \frac{4}{n_0^2} \epsilon_0 c n_2 \quad (25)$$

Ce qui permet d'estimer les valeurs de  $s_{13, GaN} \approx 2000 pm^2 \cdot V^{-2}$  et  $s_{13, AlN} \approx 600 pm^2 \cdot V^{-2}$ . Néanmoins, ces valeurs sont issues de conditions de fabrication bien différentes des deux publications et ne sont pas représentatives d'un matériau à multicouches. Nous savons par exemple que les propriétés non linéaires dans les puits et barrières sont différentes du matériau massif et varient en fonction de nombreux paramètres comme l'épaisseur des couches, le niveau de dopage résiduel entre autres [137]. Cette modélisation [138] est ardue et n'a pu être conduite dans le cadre de ces travaux. A ce titre, la publication GaN/AlGaIn [116] note que l'évolution de la rotation de la polarisation n'est pas indéfiniment linéaire avec la tension appliquée, ce qui permet aux auteurs de fournir dans l'équation numérotée "(2)" une évolution quadratique de l'indice de réfraction et donc d'en déduire les coefficients  $s_{13}$  et  $s_{33}$  qu'ils nomment respectivement  $R_{13} = 55000 pm^2 \cdot V^{-2}$  et  $R_{33} = 379000 pm^2 \cdot V^{-2}$  en plus des coefficients Pockels  $r_{13}$  et  $r_{33}$  et qui ont des valeurs supérieures à l'état de l'art sur les matériaux massifs. De plus, ces valeurs plus élevées concernent l'ensemble du matériau GaN et AlGaIn, nous ne pouvons donc pas séparer les contributions aisément. Les seules choses que nous pouvons retenir sont qu'entre le GaN et l'AlN, les quelques données de l'état de l'art ont montré un facteur 1/4 entre ces deux matériaux, signe que la susceptibilité non linéaire du 3<sup>e</sup> ordre tend à diminuer au fur et à mesure que la composition d'aluminium augmente. Enfin, les composantes non-linéaires de super-réseaux GaN/AlGaIn sont plus élevées et contredisent celles relevées sur des matériaux massifs et/ou déposés.





# caractérisation des empilements GaN/AlGaN

Cette annexe traite des caractérisations des trois principales plaques via des coupes TEM, des cartographies RXD, EDX et SIMS afin de déterminer la composition chimique et l'épaisseur des couches épitaxiées sur chacune des plaques.

Via trois photographies obtenues en TEM nous pouvons valider les épaisseurs sur les trois plaques sorties de mi-2020 à fin 2021, respectivement illustrées en Figure 29.(a), (b) et (c) et qui représentent chacune les empilements.

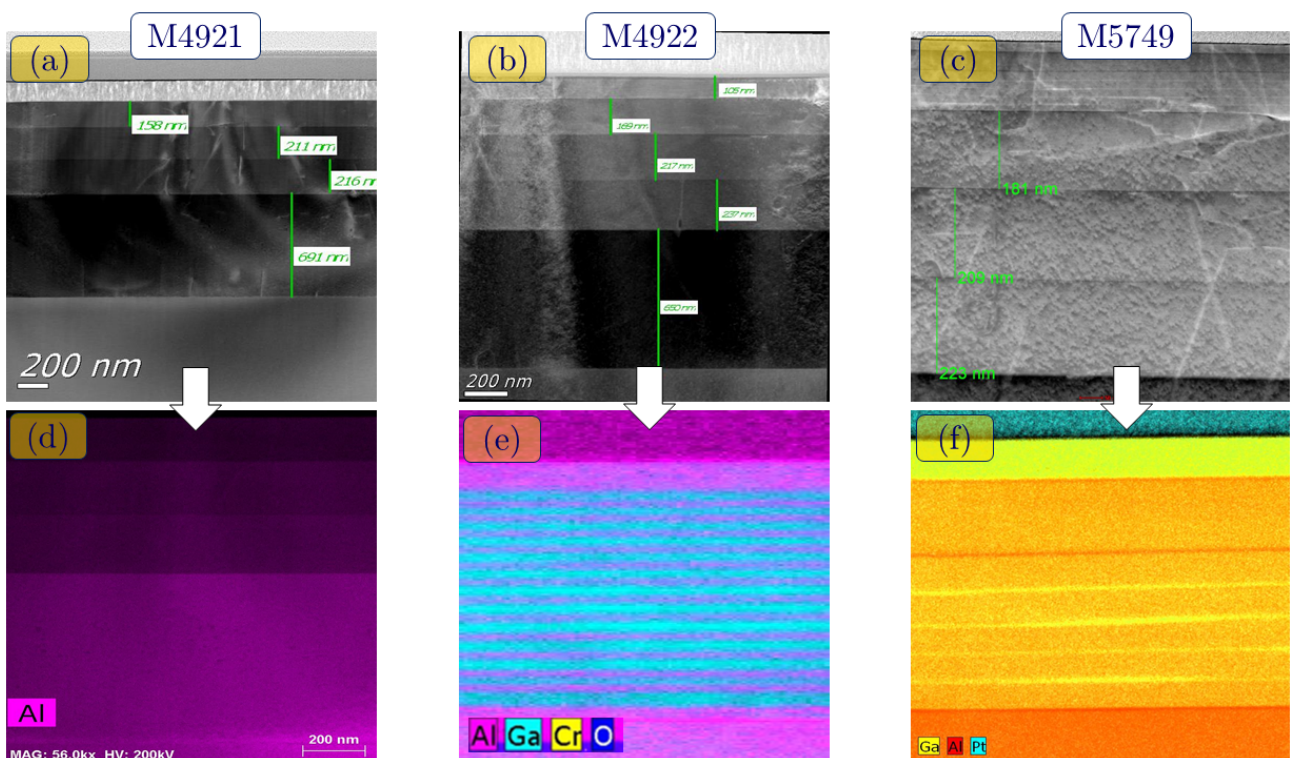


Figure 29 – (a) Coupe TEM de la plaque référence (M4921) (b) Coupe TEM de la plaque avec super-réseaux (M4922) (c) Coupe TEM de la plaque avec p-i-n (M5749) (d) Cartographie EDX de la teneur en aluminium, (e) Cartographie EDX de la teneur en aluminium et gallium des super-réseaux, (f) Cartographie EDX de la teneur en aluminium et gallium des super-réseaux

Afin de déterminer la composition effective des couches, des cartographies EDX et des mesures XRD ont été menées et représentées en figures 29(d), (e) et (f). Un zoom sur les super-réseaux permet de valider la présence de puits et de barrière avec des fractions d'aluminium différentes.

Une remarque visible en (e) et (f) est que ces empilements ne contiennent pas le même nombre de période. Avec 15 périodes pour la plaque M4922 contre seulement quatre pour la plaque p-i-n M5749. Cet ajustement a été nécessaire pour essayer de limiter la relaxation des couches lors de l'ajout de la couche p en AlGaIn. Nous n'affichons ici que les empilements les plus prometteurs, mais un certain nombre d'empilements intermédiaires ont été réalisés. Les coupes TEM ont alors permis de filtrer rapidement les empilements les plus défectueux. Qualitativement, nous avons attribués les défauts à la mauvaise qualité des templates AlN disponibles couplées au désaccord de maille important entre le substrat AlN et les couches plus riches en gallium épitaxiées pour les super-réseaux

Afin d'évaluer s'il y a ou non le maintien de la contrainte, les empilements sont soumis à une caractérisation par rayons X. Le principe est de produire des rayons X et les envoyer sur l'échantillon dans lequel ils sont déviés par les atomes. Ces faisceaux diffractés interfèrent entre eux, conduisant à la production d'un signal intense dans certaines zones précises de l'espace. C'est ce signal qui est collecté par le détecteur, et tracé sous forme d'une courbe (diffractogramme) qui présente des pics à des angles bien spécifiques de diffraction. La position de ces pics est une véritable signature de l'arrangement des atomes à l'intérieur d'un cristal (distance entre atomes ou entre plans cristallins). La relation empirique qui relie les angles auxquels sont observés les pics et les distances entre plans atomiques est la loi de Bragg. La diffraction des rayons X permet ainsi de distinguer des produits ayant la même composition chimique mais dont les arrangements atomiques diffèrent ce qui nous permet d'estimer les composition en aluminium des différentes couches, mais aussi leur paramètre de maille relatif. Ces résultats sont illustrés en Figure 30

Sur cet ensemble de trois sous-figures représentant toujours les trois empilements testés, nous affichons la répartition des pics d'interférences. L'axe vertical permet de remonter à la composition des couches. Sur les trois sous-figures, un spot intense est systématiquement observé en haut de l'image et correspond au support AlN à 100% d'aluminium. En-dessous de ce spot, nous pouvons observer une série de spots qui correspondent aux différentes couches d'AlGaIn. Dans la Figure 30(a), nous pouvons voir au total quatre tâches, globalement bien alignées sur une ligne verticale rouge. Ils représentent les quatre couches visibles dans la Figure 29(a). Leur alignement signifie un paramètre de maille identique. Cela signifie donc que la plaque M4921 est bien contrainte par rapport au paramètre de maille de l'AlN. Ce résultat se conserve assez bien avec l'empilement à super-réseaux de la figure 30.(b), où les tâches sont bien plus dispersées, mais globalement bien alignées avec la tâche correspondant à l'AlN. A l'inverse, l'ajout d'une jonction p-i-n produit distinctement une relaxation en Figure 30.(c) car la tâche correspondant au super-réseau se décale vers la gauche correspondant à un paramètre de maille plus élevé. Dans ce cas les multicouches sont relaxées partiellement ou complètement, ce qui a pour effet de diminuer ou supprimer complètement la polarisation piézoélectrique. Cela n'est pas un problème en soi car nous bénéficions toujours de la polarisation spontanée. Néanmoins cette relaxation a entraîné une forte topographie en surface (voir image MEB en Fig . 4.11). Cela peut favoriser l'apparition d'une conduction parasite à travers le super-réseau et des pertes de propagation optique sur le véhicule de test photonique.

*A posteriori*, pour limiter cette relaxation, une option aurait été d'essayer de travailler sur des couches de GaN/AlN directement épitaxiées sur le substrat AlN. Cette configuration aurait montré des champs internes parmi les plus importants reportés dans la littérature [121], cependant l'AlGaIn est très peu conducteur et

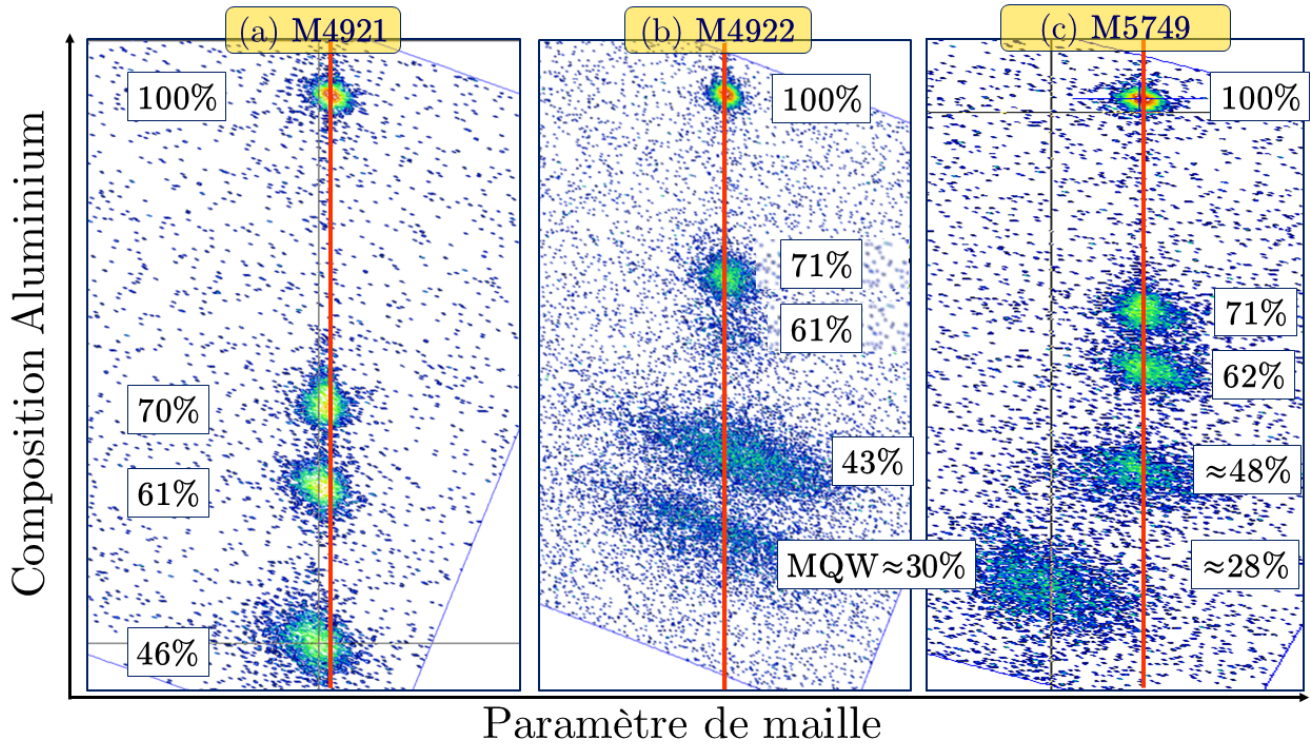


Figure 30 – Figure de diffraction dans l’espace de Fourier de (a) M4921 (b) M4922 (ajout des super-réseaux) (c) M5749 (super-réseaux+p-i-n) et composition en aluminium de chaque couche (en %)

nous n’aurions pas pu obtenir de couches dopées N assez conductrices, et encore moins dopées P.

Pour ce qui est du dopage, les profils de concentration du Si, GaN et Mg obtenus par SIMS (mesures réalisées par F. Barbier) et sont représentés en Fig. 31

En abscisse, nous affichons la profondeur de l’empilement. Nous pouvons voir ici que la concentration en gallium évolue en paliers, les trois premiers situés entre 100 nm et 750 nm correspondent aux trois couches d’adaptation, tandis que pour des valeurs inférieures à 100 nm, nous observons plus difficilement en palier le super-réseau et les couches dopées P décrites en Table 4.2 d’une part à cause de la qualité des interfaces ainsi qu’une résolution de la mesure non calibrée à ces dimensions. Ces deux dernières couches sont en effet dopées p via du dopage magnésium représenté en courbe rouge bordeaux, avec une concentration maximale s’échelonnant entre  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . Les couches d’adaptation sont dopées N à  $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  pour les deux plus proches de la surface. Le dopage N n’est pas implémenté dans la première couche d’adaptation la plus riche en aluminium, ni dans les couches dopées P mais reste à une valeur résiduelle entre  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  en raison d’un dopage résiduel en carbone et oxygène. La région des super-réseaux, qui devrait donc rester intrinsèque, ne l’est pas. Concernant le dopage P, la fraction entre la concentration mesurée et celle des porteurs libres est liée par un facteur de l’ordre de  $10^3$  car l’énergie d’activation du Mg croît significativement avec la composition d’Al [139]. Cela signifie que la concentration en porteurs attendus dans le GaN est au mieux, non pas de  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , mais de  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Avec la très faible mobilité ( $\approx 10 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ ) des trous du p-GaN, et *a fortiori* de l’AlGaIn, nous utilisons comme couche de surface le GaN plutôt que l’AlGaIn.

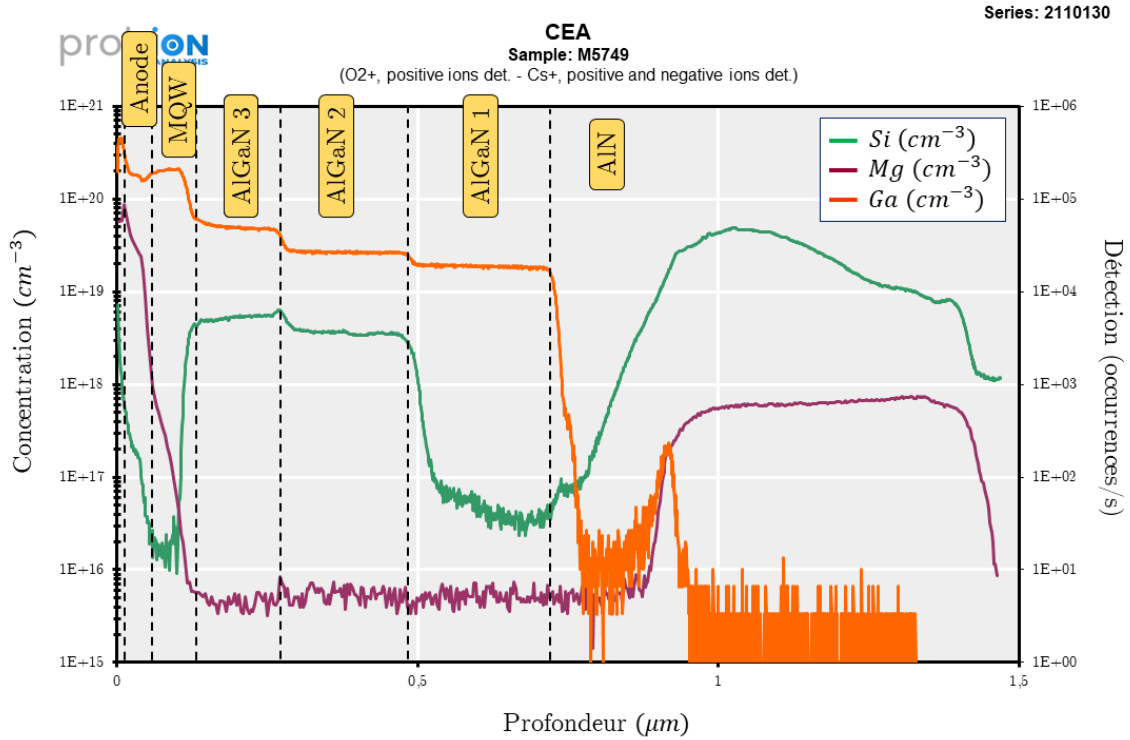


Figure 31 – Cartographie SIMS des dopants N(Si) et P(Mg) et de la composition en gallium dans l’empilement p-i-n

# Méthode MLines

Avec une couche dopée sous-jacente à des super-réseaux de GaN/AlGaIn sur laquelle serait déposée une couche d'ITO. Nous avons souhaité réaliser une caractérisation MLines sous champ. Cette méthode fait appel à des modes guidés bien précis, ce qui nous semblait plus en phase avec la thématique de photonique intégrée. Plus précisément, le principe est de disposer un prisme d'un matériau d'indice de réfraction supérieur à celui de la surface d'une plaque constituée de III-N, comme du  $TiO_2$  d'indice 2.86. Puis d'aligner un faisceau à  $\lambda = 633 \text{ nm}$  de sorte que ce dernier traverse le prisme, se réfléchisse sur l'échantillon de III-N, pour ressortir sur l'autre face du prisme pour être récupéré par un photodétecteur. Ce principe de réflexion est illustré dans la Figure 32.(b). Néanmoins, selon l'angle d'incidence du laser  $\theta$ , la projection horizontale du vecteur d'onde du signal lumineux peut rentrer en accord de phase avec le vecteur d'onde  $\beta$  d'un mode de slab de l'empilement III-N. A cette condition d'accord de phase, la réflexion à l'interface prisme - GaN n'est plus valide car un couplage optique se produit, de l'énergie est transférée à l'échantillon et le faisceau réfléchi subit une très forte baisse d'intensité. Nous pouvons alors produire une relation entre l'indice effectif d'un mode de slab et l'angle d'incidence donnée ci-dessous :

$$n_{eff} = n_{prisme} \sin(\theta) \quad (26)$$

Afin de modifier cet angle d'incidence, l'échantillon est placé sur une platine schématisée en Figure 32.(a) et photographié en 32.(c). Le laser d'entrée est située à droite de l'image est passe par des polariseur  $R_1$  et  $R_2$  afin de sélectionner une polarisation TE ou TM. La platine tourne suivant l'axe de rotation  $\theta$  quand le photodétecteur suit la trajectoire du laser réfléchi via une seconde rotation  $2\omega$  comme illustré en 32.(c). Via ce montage dédié, il est possible de tester la totalité des angles d'incidence entre  $45^\circ$  et  $55^\circ$ , et ce pour chaque polarisation. Nous obtenons ainsi des spectres composés de résonances situées à des angles précis. L'idée est ensuite de polariser électriquement les multicouches via un contact entre la couche supérieure d'ITO et la couche inférieure de GaN dopée N, accessible après une gravure dédiée. Nous nous attendrions alors en principe à ce que l'indice effectif des modes de slab soit modifié, et que les angles de résonances soit modifiés.

La simulation de mode de slab s'est faite en premier lieu sur l'empilement M4921 en utilisant Lumerical MODE, non pas en 2D, mais en 1D en considérant le superstrat en air et le substrat en saphir comme un milieu semi-infini. Les indices de réfraction des couches d'AlGaIn sont issues des formules de Sellmeier et

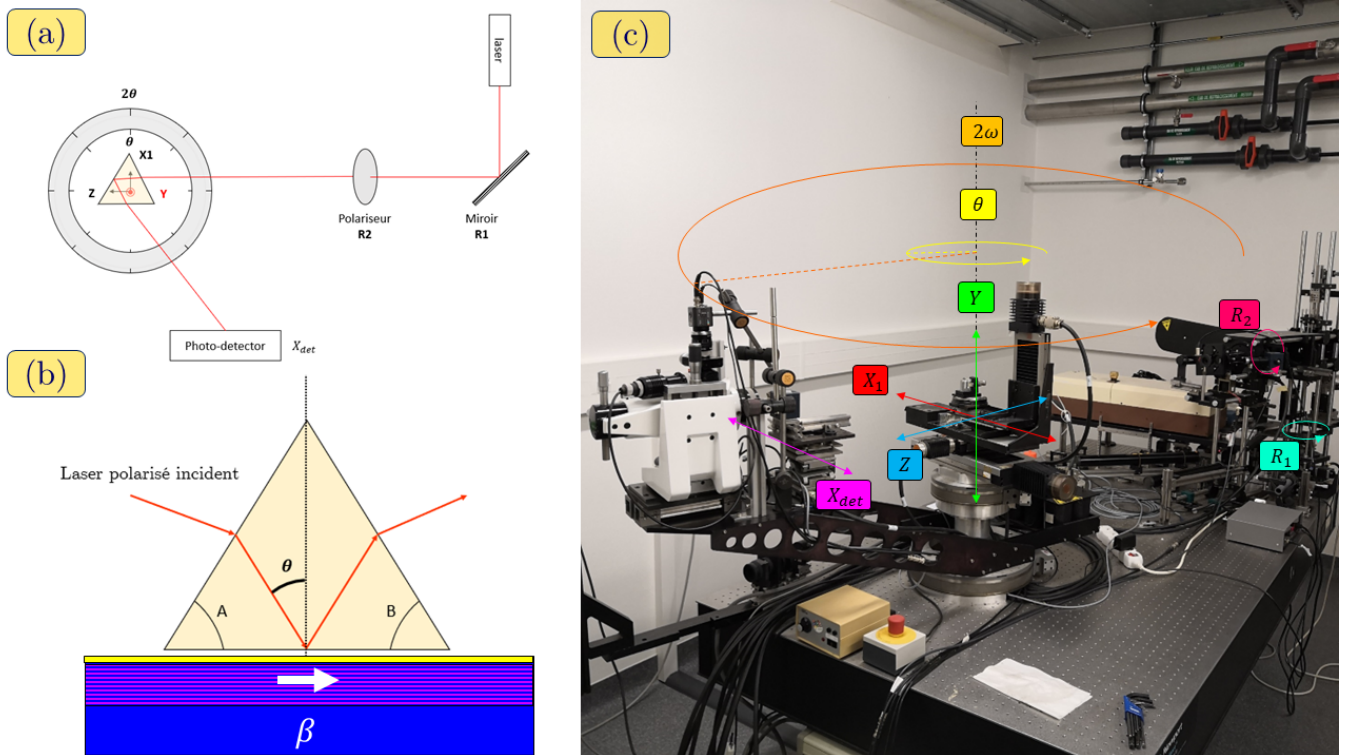
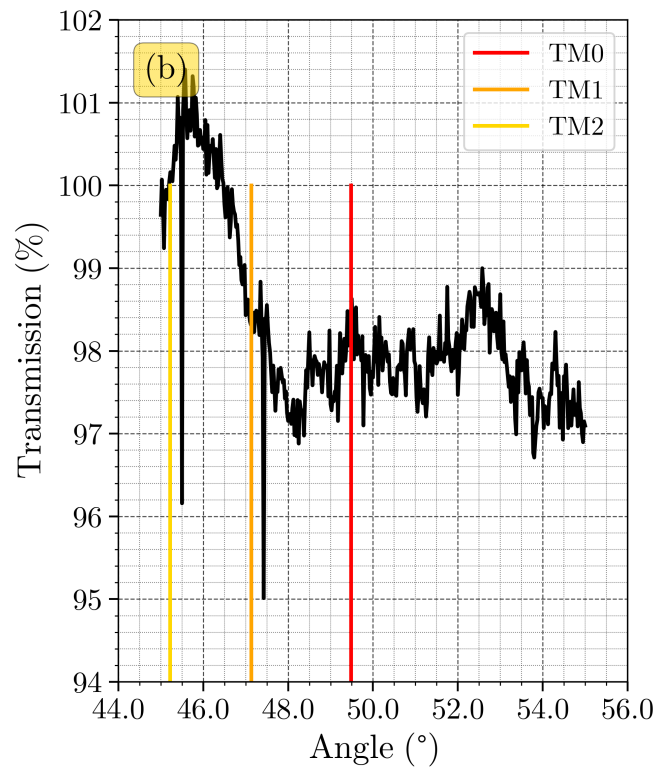


Figure 32 – (a) Schéma d'une platine de rotation synchrone du détecteur et de l'échantillon, (b) Principe général du couplage MLines, (c) Banc de mesure utilisé

de données fournies dans l'état de l'art[140]. La distribution optique normalisée des modes de slab est alors simulée et affichée en Figure 33.(a).

Sur cette figure, nous avons affiché la distribution d'énergie des 4 modes de slab d'indices effectifs les plus élevés en fonction de la profondeur. Les modes fondamentaux  $TE_0$  et  $TM_0$  représentés en roses et bleus disposent ainsi d'indices effectifs de 2,033 et 2,046.

Nous n'avons pas procédé à une vérification poussée des indices de réfraction réels des couches, en premier lieu car nous n'avons à disposition que des empilements à couches multiples qui rendait l'analyse par ellipsométrie difficile, aussi nous nous sommes contentés de soumettre la plaque M4921 à une caractérisation MLines. Par l'expérience, nous avons montré que les indices effectifs prédits par la théorie à 633 nm, via le même type de simulation Lumerical MODE 1D, se rapprochaient de manière satisfaisante des pics détectés en MLines via un couplage optique. Sur la Figure 33.(b), nous observons la transmission en sortie du banc MLines en fonction de l'angle d'incidence du laser, polarisé de sorte de pouvoir se coupler aux modes TM uniquement. Les simulations prédisent des valeurs de 2.174, 2.096 et 2.030, qui donneraient via le prisme d'indice 2.86 des angles de résonances de  $49.48^\circ$ ,  $47.13^\circ$  et  $45.22^\circ$ . Nous observons sans ambiguïtés des pics sur les deux plus petits angles, c'est à dire les modes  $TM_1$  et  $TM_2$ . Le fait que les pics mesurés soient légèrement décalés sur la droite par rapport aux pics simulés signifie juste qu'à 633 nm, l'indice de réfraction des couches est légèrement supérieur à la théorie mais cet écart expérience/théorie correspond à des différences faibles de 0.02 d'indice effectif qui n'empêchent pas de concevoir des composants photoniques.



	TM <sub>0</sub>	TE <sub>0</sub>	TE <sub>1</sub>	TM <sub>1</sub>
$n_{\text{eff}}$	2.046	2.033	1.847	1.814

Figure 33 – Profils et indices effectifs des modes de slab dans la plaque de référence





## Simulation de coupleurs réseaux III-N/SiN

Les simulations de coupleur réseaux ont été menées en très grande majorité par Yohan Désières qui s'est chargé de réaliser des simulations 2D-FDTD d'un coupleur réseau, une fois que les dépôts de SiN ont été réalisés et que l'épaisseur fût confirmée. Une fois rentré les différentes épaisseurs obtenue via les coupes TEM sur le GaN et l'épaisseur du SiN déterminée en ellipsométrie, nous disposons d'une cartographie d'indice de réfraction sur laquelle réaliser une simulation.

Dans cette simulation, nous implémentons des plots de SiN disposés périodiquement de sorte qu'ils sont caractérisés par trois paramètres : Leur période d'apparition  $\Lambda$ , la largeur des plots, et le nombre de périodes. En entrée de la simulation, un faisceau gaussien est configuré avec un diamètre gaussien (waist) de  $9 \mu m$  et un angle d'inclinaison par rapport à la verticale de  $-11,5^\circ$ . Cet angle d'inclinaison est fixé car nous souhaitons rester conformes aux dispositions expérimentales fixées par le CEA LETI. A savoir, des porte-fibres ou des réseaux fibrés dont l'angle est fixé à  $11,5^\circ$ . En Figure 34.(a), nous affichons le profil 2D de la simulation réalisée en FDTD. Celle-ci est réalisée dans cette figure sur la plaque p-i-n M5749 avec une période de 790 nm et un facteur de remplissage de 30%. Pour rappel, le facteur de remplissage  $FF$  fixe le ratio entre la largeur d'une tranchée  $W_t$  et la période  $\Lambda$  suivant la relation  $W_t = FF\Lambda$ . Ces valeurs sont déterminées via une optimisation sur ces deux paramètres simultanés dont les résultats sont exposés en Figure 34.(b)

Sur cette sous-figure, nous avons affiché l'évolution de la transmission entre un mode TMO et une fibre d'entrée en fonction de la période du réseau. Plusieurs courbes sont affichées en fonction de plusieurs valeurs du facteur de remplissage  $FF$ . Nous pouvons alors constater que les courbes aux plus hautes transmissions concernent des facteurs de remplissage de 20% et 30% avec des transmissions de l'ordre de 0.1. Les profils habituels de ces courbes sont plutôt gaussiens, comme ce que nous pouvons observer pour un facteur de remplissage de 50%, mais pas sur les autres profils où nous observons deux pics dont les origines ne sont pas évidentes à nos yeux. Du fait du grand nombre de couches d'indices de réfraction différents, il existe sans nul doute des mécanismes d'interférences par réflexions successives entre les couches mais nous n'avons pas investigué plus sur cet aspect mystérieux. Nous avons décidé à la lueur de ces résultats de choisir de coupleurs réseaux avec des facteurs de remplissage de 50% et 30% avec respectivement des périodes de 800 nm et 790 nm. Nous ne nous sommes pas concentrés sur 20% de remplissage car la période optimale pour cette option est de 780 nm, ce qui signifie que la largeur de tranchée associée serait de 160 nm, ce qui est extrêmement fin et nous ne serions pas sur que la tranchée serait totalement gravée. Les options précédentes de 50% et 30% impliquent des largeurs de tranchées

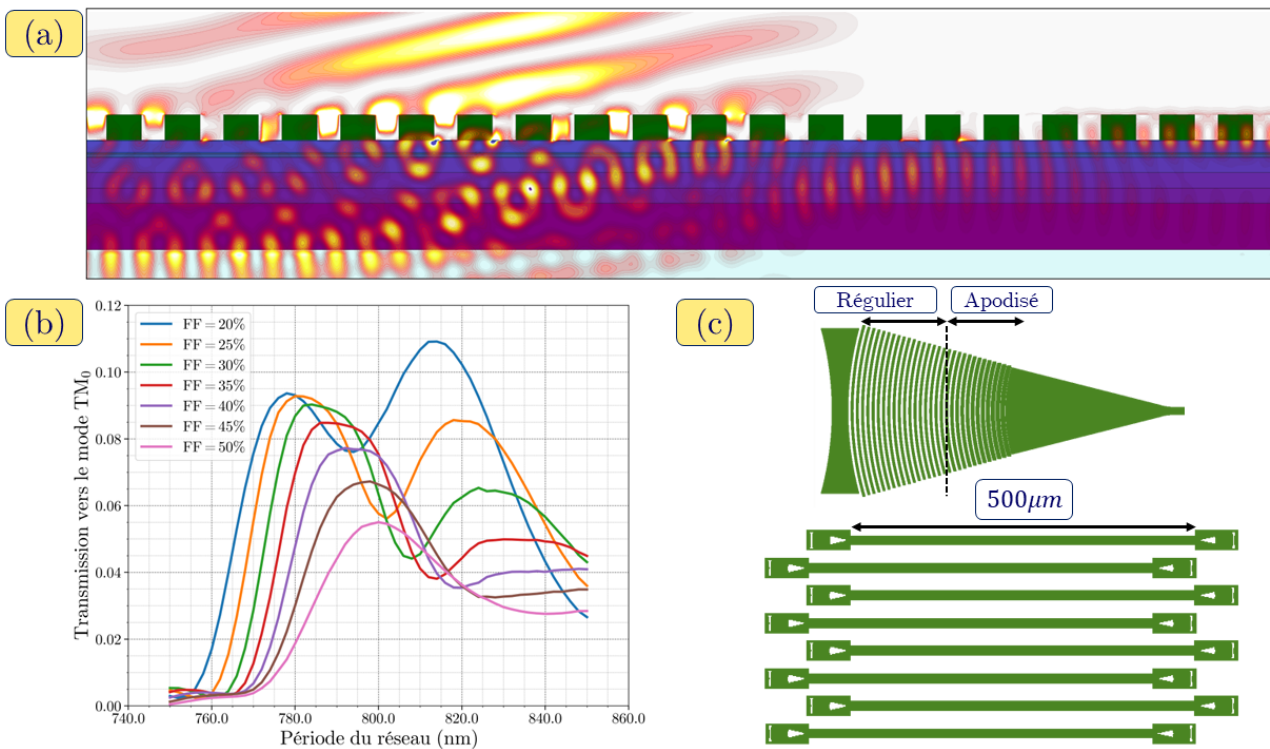


Figure 34 – (a) Simulation d'un couplage optimal d'une fibre à un guide d'onde via un coupleur réseau de période 790 nm et à 30% de remplissage (b) Optimisation de la transmission du coupleur réseau en fonction de la période et du facteur de remplissage (c) Conception de coupleurs réseaux avec ou sans apodisation et structures de test comparatives de transmissions. largeur du guide d'onde.

respectivement de 400 nm et 230 nm, ce qui constitue des valeurs qui, sans être simples à produire, sont plus relâchées. En Figure 34.(c), nous affichons alors en vue de dessus le motif visé pour le coupleur réseau. Suite aux nombreuses conceptions réalisées sur les masques silicium, nous avons décidé de recycler les coupleurs réseaux utilisés (Figure 2.11) en modifiant la période et le facteur de remplissage, tout en profitant de la géométrie focalisante de ces coupleurs réseaux. De plus, les outils de conception utilisés en filière silicium, nous permettaient de réaliser une apodisation des coupleurs réseaux, qui a pour conséquence, si bien exécutée d'améliorer la transmission des coupleurs réseaux en couplant dans l'espace libre un profil de faisceau quasi-gaussien, mieux à même de se coupler dans la fibre d'entrée ou de sortie. Nous avons donc décidé, pour chaque plaque d'implémenter des coupleurs réseaux apodisés ou non, avec des variations de périodes et de remplissage en plusieurs matrices illustrées en bas de la 34.(c).

## Flot de fabrication du modulateur III-N/SiN

Cet annexe explicite les procédés de fabrication pour obtenir des résonateurs en anneaux disposant d'électrodes métalliques.

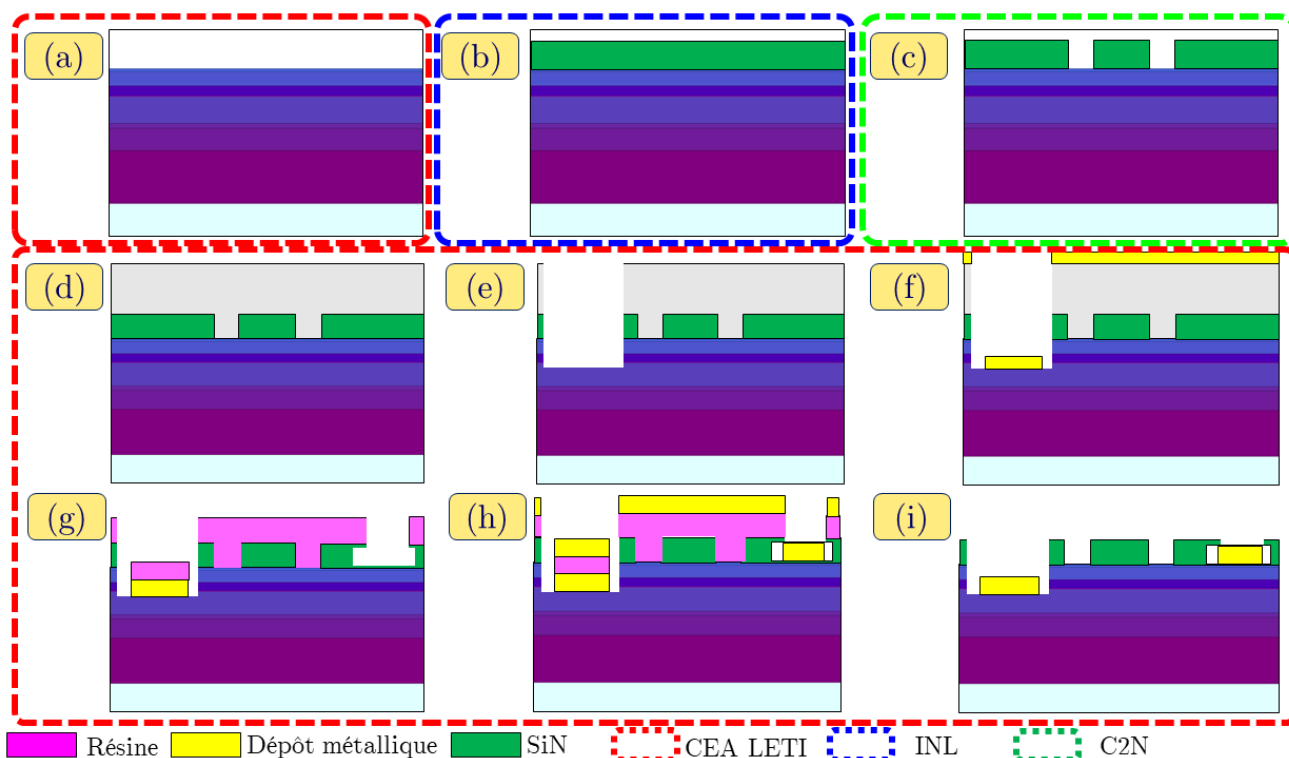


Figure 35 – Procédé de fabrication d'un modulateur GaN électrooptique, (a)Épitaxie, (b) Dépôt SiN,(c) Lithographie/gravure SiN, (d) Masque dur,(e)Gravure d'accès au n-AlGaN, (f) Dépôt métal N, (g) Gravure d'accès au p-GaN, (h) Dépôt métal P, (i) Lift-off final

En Figure 35.(a), (b) et (c), nous avons représenté les étapes de croissance au CEA, dépôt à l'ECL et lithographie/gravure au C2N Paris-Saclay, la suite du procédé de fabrication relève du LITP au CEA LETI et fait partie des étapes les plus critiques car de nombreux points de danger ont été rencontrés tant pour le dépôt des électrodes elles-mêmes que pour l'intégrité des structures issues des précédentes étapes.

Un masque dur en  $SiO_2$  est déposé avant une gravure au niveau des futures électrodes N. Une gravure plasma  $CHF_3/O_2$  est réalisée pour graver le SiN avec arrêt sur la couche p-GaN. Une seconde gravure plasma chlorée permet ensuite de graver les couches de p-GaN et super-réseaux, jusqu'à la couche de N-AlGaN. En Figure 36.(a) nous pouvons observer sur un dispositif d'anneau, la cavité creusée au niveau de l'électrode N, qui une fois agrandie en Figure 36.(b) met bien en évidence les différences de couches. En Figure 35.(f) un dépôt métallique Nickel/Or est réalisé pleine plaque et est ensuite restreint à la seule cavité des électrodes via un lift-off. Le rendu macroscopique de la plaque après lift-off est donné en en Figure 36.(c).

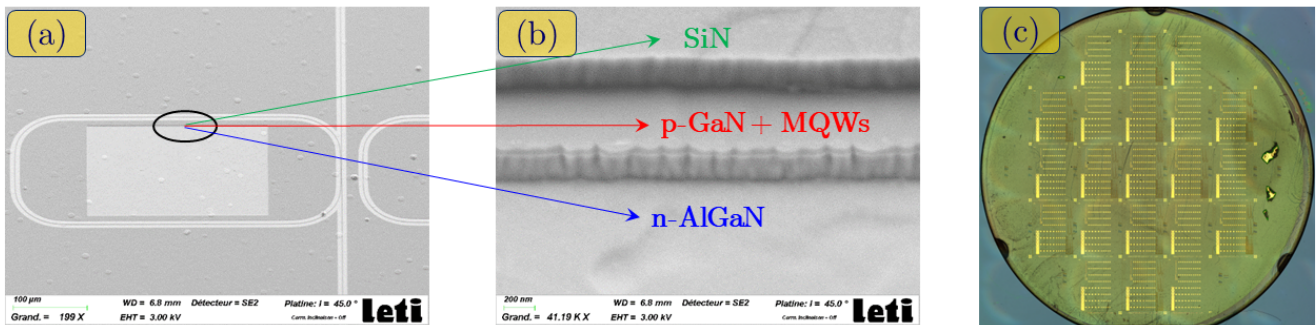


Figure 36 – (a) Anneau résonant après gravure, (b) Mise en évidence des différentes couches gravées, (c) Aspect de surface après dépôt des électrodes n

La très forte difficulté se situe au niveau du dépôt de l'électrode p car une gravure de type plasma a pour conséquence de fortement réduire la conductivité de la couche de p-GaN en surface. L'ouverture du contact P a été faite *via* (Figure 35.(g)), une gravure sèche RIE, puis une gravure humide. Malheureusement, la gravure ne s'est pas révélée homogène sur l'ensemble de la plaque en Figure 37.(a). En agrandissant sur les zones centrales en Figure 37.(b), nous pouvons observer une couche résiduelle de SiN en sombre, et le haut d'un défaut de p-GaN. A l'inverse, dans les zones périphériques, en Figure 37.(c), nous observons que le p-GaN est complètement mis à nu et a donc probablement été en contact avec le plasma.

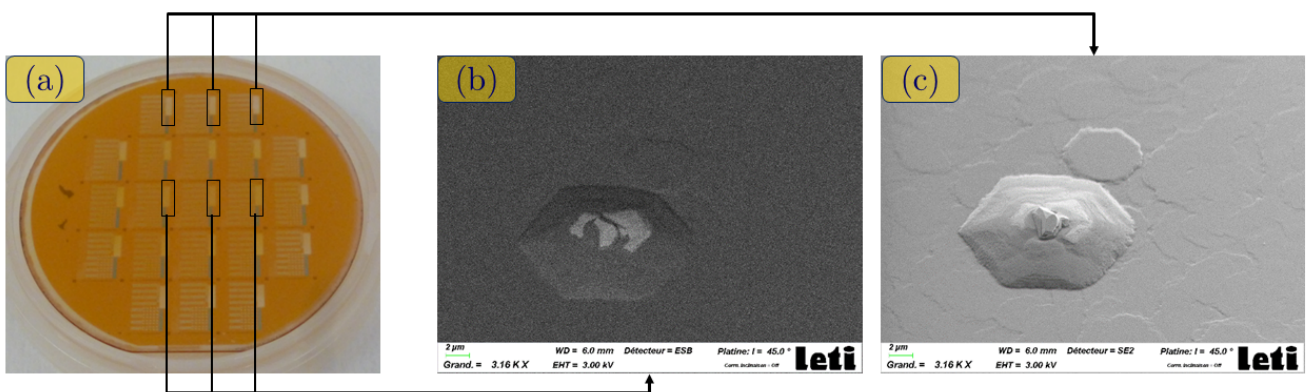


Figure 37 – (a) Aspect de la plaque après gravure plasma du SiN côté électrode p, (b) Apparition en surface du haut d'un défaut GaN au centre de plaque (c) Absence de couche SiN en périphérie pas plaque

Plus grave encore, cela signifie que la seconde gravure humide n'aura pas les mêmes conséquences au centre de la plaque, qu'en périphérie. Au final celle-ci va se montrer insuffisante sur certaines zones avec

une couche résiduelle de SiN persistante. *A contrario*, sur un grand nombre de structures de test, la gravure humide s'est infiltré sous la résine et a, par endroits, gravé les structures photoniques comme illustré en Figure 38.(a) sur des anneaux résonants.

La solution présentant le moins de risque pour supprimer le résidu de SiN est d'ouvrir toutes les zones de contact p *via* une gravure sèche en limitant au maximum l'exposition de la couche p-GaN. Des structures TLM conçues en prévision permettront de mesurer la résistivité des couches.

Le reste des étapes de prises de contact se sont quant à elles bien déroulées malgré quelques problèmes de décollement illustrés en Figure 38.(b) et (c). En 38(d), nous avons affiché un exemple de modulateur en anneau où nous pouvons observer simultanément les structures photoniques, encerclées par des électrodes métalliques tant côté P que N. C'est sur ce type de résonateur en anneau intact que nous réaliserons les mesures électro-optiques.

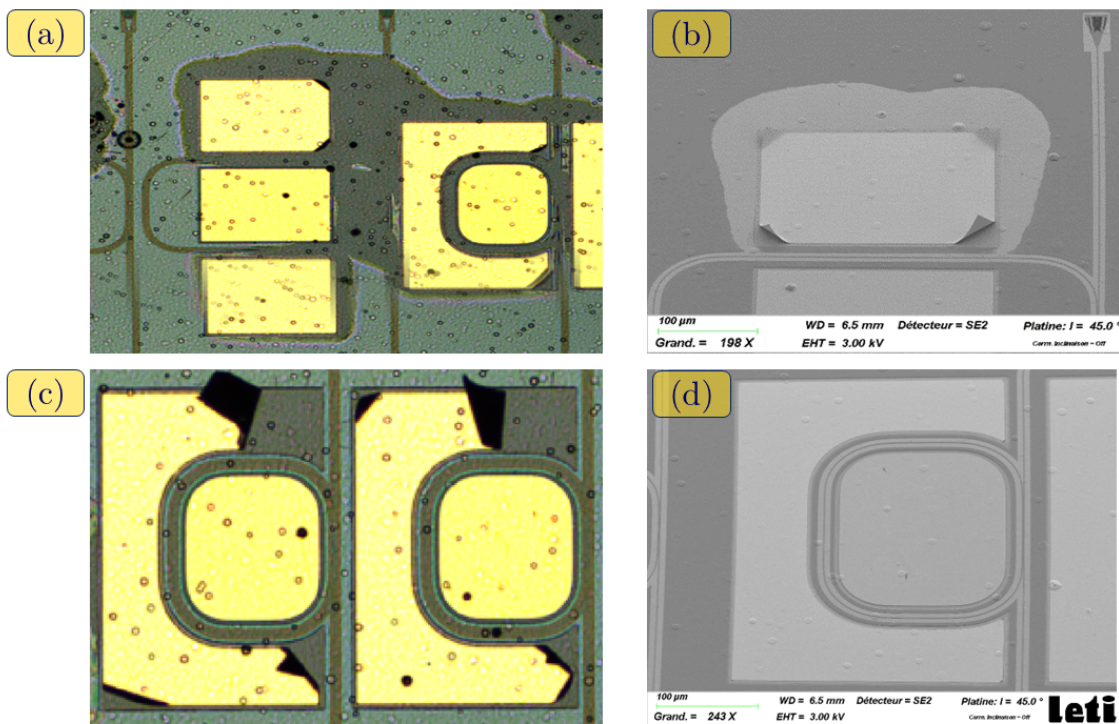


Figure 38 – (a) Vue de dessus des anneaux résonants + électrodes avec disparition des structures photoniques (b) Vue MEB des contact métalliques, avec les légers décollement observés, (c) Vue de dessus d'électrodes et structures photoniques intact, (d) Vue MEB d'un résonateur en anneau intact