



**HAL**  
open science

# Conception d'éléments de routage en optique guidée pour l'intégration d'un système de projection rétinienne

Kyllian Millard

► **To cite this version:**

Kyllian Millard. Conception d'éléments de routage en optique guidée pour l'intégration d'un système de projection rétinienne. Optique / photonique. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2023. Français. NNT : 2023GRALT075 . tel-04497958

**HAL Id: tel-04497958**

**<https://theses.hal.science/tel-04497958>**

Submitted on 11 Mar 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.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES**

École doctorale : EEATS - Electronique, Electrotechnique, Automatique, Traitement du Signal (EEATS)

Spécialité : Optique et Radiofréquences

Unité de recherche : Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Information (LETI)

**Conception d'éléments de routage en optique guidée pour l'intégration d'un système de projection rétinienne**

**Waveguide addressing architecture for retinal projection display integration**

Présentée par :

**Kyllian MILLARD**

Direction de thèse :

**Elise GHIBAUO**  
Université Grenoble Alpes  
**Christophe MARTINEZ**

Directrice de thèse

Co-encadrant de thèse

Rapporteurs :

**Luiz POFFO**  
MAITRE DE CONFERENCES HDR, UNIVERSITE DE RENNES  
**Taha BENYATTOU**  
DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION RHONE AUVERGNE

Thèse soutenue publiquement le **29 novembre 2023**, devant le jury composé de :

<b>Luiz POFFO</b> MAITRE DE CONFERENCES HDR, UNIVERSITE DE RENNES	Rapporteur
<b>Taha BENYATTOU</b> DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION RHONE AUVERGNE	Rapporteur
<b>Mayte GOMEZ CASTANO</b> INGENIEUR DOCTEUR, Alcyon Photonics	Examinatrice
<b>Christophe PEROZ</b> INGENIEUR DOCTEUR, Google	Examinateur
<b>Jean-Emmanuel BROQUIN</b> PROFESSEUR DES UNIVERSITES, Grenoble INP	Président
<b>Elise GHIBAUO</b> PROFESSEUR DES UNIVERSITES, Université Grenoble Alpes	Directrice de thèse

Invités :

**Daivid FOWLER**  
Ingénieur de recherche, CEA-Leti  
**Christophe MARTINEZ**  
Ingénieur de recherche, CEA-Leti





# Remerciements

J'adresse mes premiers remerciements aux membres ayant composé le jury de ma thèse, et en particulier à M. Jean-Emmanuel Broquin qui a aimablement accepté de présider le jury, ainsi qu'à M. Taha Benyattou et à M. Luiz Poffo pour avoir accepté de rapporter sur ma thèse. Je les remercie pour leurs retours très positifs et constructifs concernant mon travail.

Je ne pourrais continuer ces lignes sans remercier ma directrice de thèse Elise Ghibaudo, ainsi que mon encadrant de thèse Christophe Martinez, qui a aussi été le chef d'orchestre du projet « projection rétinienne ». Ils m'ont tous deux offert l'expérience d'un excellent encadrement à la fois sur le plan scientifique et humain. Merci à Elise pour son précieux accompagnement tout au long de cette période. Elle a fait preuve d'une remarquable pédagogie, et son sens du détail n'a fait que m'enseigner et me tirer vers le haut. Je remercie Christophe pour son encadrement de très grande qualité au quotidien. Il a constamment été à l'écoute de mes propositions (et parfois de mes doutes), il m'a appris à aborder avec beaucoup de rigueur les différents jalons de mon projet de thèse. Son expérience dans la recherche a été pour moi une véritable richesse.

Merci à Daivid Fowler qui a également co-encadré ma thèse avec beaucoup d'intérêt et de dévouement. Sa grande expertise en photonique intégrée a été un important soutien pour mon travail de thèse.

Je remercie chaleureusement Yann Lee sans qui une grande partie de ce travail n'aurait pu aboutir. Il a fourni un remarquable travail de suivi de la fabrication des lots photoniques, sans mentionner un important soutien sur le plan expérimental : il a été l'un des piliers fondamentaux de mon travail de thèse. Merci Yann, ton sens de l'humour pour le moins unique va grandement me manquer !

Durant ma thèse j'ai eu l'opportunité d'encadrer Papa Seck, un étudiant de l'école Phelma à Grenoble en dernière année de parcours ingénieur, à l'occasion de son stage de fin d'études. Il a été un important soutien pour mon travail de thèse, notamment pour les simulations et le travail expérimental. Il a fait preuve d'une détermination et d'une curiosité scientifique admirables qui lui seront très utiles pour la thèse qu'il mène au moment où j'écris ces lignes. Merci pour ta gentillesse et ta bonne humeur (ce rire si joyeux résonne encore dans ma tête) ; bonne continuation dans ton parcours scientifique !

Ce petit paragraphe pour remercier particulièrement un thésard de troisième année (à l'époque bien sûr) répondant au nom de Basile Meynard ; qui a été mon encadrant lors du stage de fin d'études ayant précédé ma thèse. Il m'a pleinement fait découvrir cette magnifique discipline qu'est la photonique intégrée. Cette période a été un excellent tremplin pour me lancer dans l'aventure du doctorat. Je suis honoré d'avoir pu donner une suite à ses travaux à travers ma thèse.

J'ai grandement apprécié mon travail au sein de l'équipe « projection rétinienne ». Christophe, Yann, Basile, Matthias, Fabian, Salah, Paul, Sylvia, Cloé, Papa, merci pour cette exceptionnelle cohésion d'équipe, cet esprit d'entraide ainsi que tous vos bons conseils.

Je tiens à remercier Stéphanie Le Calvez (cheffe du Laboratoire Architectures et Systèmes Photoniques - LASP), ainsi que Stéphane Fanget (chef du Service Intégration Systèmes Photoniques – SISP), en premier lieu pour m'avoir donné le feu vert pour réaliser ma thèse. Tout au long de ces trois années, ils ont montré beaucoup d'intérêt pour mes travaux et ont constamment été à l'écoute des différents besoins et difficultés rencontrées.

Merci à l'ensemble des membres du LASP pour leur bon accueil et leur bienveillance envers moi tout au long de ma thèse. Je pense notamment à Clarisse (mon co-bureau qui a dû me supporter durant ces trois années), mais aussi à Michel, Kim, Pierre, Laurent, Andrea, Olivier, Guillaume, Nathalie, ... (pardon pour ceux et celles que je ne mentionne pas, mais vous êtes quand-même dans ces remerciements). Ces trois années passées au LASP ont été un vrai bonheur, merci à chacun et à chacune.

Je remercie profondément mes amis de l'église : Seun, Gregory, Honoré, Clara ; qui sont venus assister à ma soutenance. Merci beaucoup pour votre affection, vous n'avez pas hésité à prendre de votre temps si précieux pour venir m'encourager.

Enfin, comment ne pas remercier ma chère famille qui a toujours été là pour me soutenir, m'encourager, me tirer vers le haut : mes parents qui ont toujours cru en moi et m'ont toujours encouragé, mes grands-parents qui m'ont soutenu pendant toutes mes études et qui sont venus par surprise assister à ma soutenance, mes beaux-parents qui depuis l'autre bout du monde n'ont cessé de m'encourager et de croire en moi, mon épouse bien-aimée qui a été présente du début jusqu'à la fin de ce projet de thèse et qui m'a fidèlement accompagné chaque jour dans les bons moments comme dans les moins bons. Recevez ma gratitude et toute mon affection !

À Celui qui m'a tout donné, sans qui je ne serais, et dont les œuvres m'émerveillent jour après jour, je dédie l'entièreté de ce travail avec l'expression de ma plus grande gratitude.





# **Titre en français :** Conception d'éléments de routage en optique guidée pour l'intégration d'un système de projection rétinienne

## **Résumé de la thèse en français**

Le CEA-Leti conduit depuis 2015 des recherches sur une solution innovante de dispositif optique proche de l'œil. Ce dispositif vise les applications de Réalité Augmentée dans lesquelles une image digitale est projetée dans l'œil en superposition au champ visuel. Suivant notre concept, le dispositif ne comporte pas d'éléments d'optique classique de type lentille, ce qui permettrait d'en optimiser l'intégration. L'image se forme au fond de l'œil par un phénomène d'auto-focalisation lié à un effet d'interférences multiples entre les faisceaux émis. Plusieurs technologies clefs sont nécessaires pour la mise en œuvre du concept dont l'holographie, l'activation de points d'émission par cristal liquide et la Photonique Intégrée. La thèse qui est soutenue concerne cette dernière technologie.

La photonique intégrée est un domaine bien établi dans la gamme de longueur d'onde infra-rouge mais reste peu investiguée dans le spectre visible. Le travail de thèse a consisté à concevoir un circuit photonique d'adressage de points d'émission à la surface d'un substrat de verre. Ce circuit d'architecture complexe doit répondre à plusieurs critères dont les principaux sont l'adressage aléatoire de points sur une surface de l'ordre du  $\text{cm}^2$  et l'optimisation de la densité de surface de ces points, de l'ordre de  $100\,000/\text{mm}^2$ . Après un travail de fond sur la densification des guides, la thèse a consisté à évaluer l'ensemble des briques de conception permettant de définir une architecture de circuit réaliste. Ces briques sont détaillées théoriquement et développées technologiquement pour être produites sur un substrat de verre par la technologie de guides en Nitrure de Silicium. Sur ce même substrat, un prototype de projecteur permet d'atteindre les spécifications théoriques souhaitées. Sa conception passe notamment par une architecture de circuit à double niveau limitant les pertes liées à la contrainte d'un adressage aléatoire.

La thèse présente le procédé mis en œuvre pour la réalisation de ce prototype et les premiers résultats de caractérisation. Un verrou du projet concerne les pertes de propagation élevées, observées à 532 nm de longueur d'onde. Nos recherches analysent ce problème et tentent d'en expliquer les causes tout en y proposant des alternatives. Elles donnent également des premiers résultats sur certains composants clefs essentiels pour la poursuite de nos recherches.

## **Mots-clefs en français**

Photonique intégrée, architecture dense, circuit multiniveau, nitrure de silicium, réalité augmentée.

**Title in English:** Design of integrated-photonic routing elements for the integration of a retinal projection system

### **Summary of the thesis in English**

Since 2015, the CEA-Leti has been leading research on an innovative Near-Eye Display solution. This device targets Augmented Reality applications where a digital image superimposed on the field of view is projected onto the user's eye. According to our concept, the device is free from conventional optical elements such as lenses, which would allow an optimum integration. The image is formed on the retina through the self-focusing effect related to a multiple-interference phenomenon between the beams emitted by the device. Various key technological bricks are necessary to implement this concept, such as holography, liquid-crystal based light extraction and Integrated Photonics. The PhD project defended here relates to this latter technology.

Integrated Photonics is a well-established field in the Infrared range, but remains scarcely investigated in the visible spectrum. The PhD project consists in designing a photonic circuit to address emissive points on the surface of a glass substrate. This complex routing architecture must respond to various important criteria such as the random addressing of the emissive points on a nearly 1-cm<sup>2</sup> area, and the surface density optimization of these points, to the order of 100,000/mm<sup>2</sup>. After an in-depth work on a waveguide array densification, the work was focused on evaluating the various building blocks for a realistic circuit design. These building blocks are theoretically detailed and technologically developed for their fabrication on a glass substrate using the Silicon-Nitride platform. On this substrate, a prototypical projector is designed to achieve the desired theoretical specifications. In particular, a bi-layer architecture is designed, which limits the optical losses related to the constraints of random addressing.

The PhD thesis presents the process for the realization of this prototype, as well as the first experimental results. One bottleneck of this project relates to high propagation losses observed at the wavelength of 532 nm. Through our research, we analyze this problem by explaining the causes while proposing alternatives. We also provide the first results on some essential key components for future research.

### **Keywords in English**

Integrated photonics, dense architecture, multilayer circuit, silicon nitride, augmented reality.

## **Résumé vulgarisé en français**

Notre laboratoire conduit depuis 2015 des recherches sur un système innovant de lunettes intelligentes de Réalité Augmentée. Ce principe consiste à afficher des images dans l'œil d'un utilisateur tout en lui permettant de voir le monde réel. Notre concept vise un dispositif compact dépourvu de lentilles, par lequel l'image se forme sur le fond de l'œil par interférences de multiples faisceaux émis. Plusieurs briques technologiques sont nécessaires, y compris des circuits optiques intégrés sur une puce transparente de quelques  $\text{cm}^2$ . La thèse qui est soutenue concerne cette dernière technologie.

Les circuits d'optique intégrée sont bien établis dans l'infra-rouge mais restent peu investigués dans le spectre visible. Le travail de thèse vise à concevoir un circuit optique pour l'affichage de nombreux points lumineux répartis aléatoirement sur la surface d'un substrat de verre. La thèse a consisté à définir et à réaliser un circuit réaliste d'optique intégrée dans le but d'évaluer un premier prototype de lunettes de réalité augmentée.

La thèse présente la démarche de réalisation de ce prototype et les premiers résultats expérimentaux. Un des défis à relever sont les pertes optiques, qui demeurent élevées pour nos composants. À travers nos recherches, nous tentons d'en expliquer les causes et de proposer des alternatives. La thèse aborde également les premiers résultats sur certains composants optiques essentiels pour la poursuite de nos recherches.

## **Public-readable summary in English**

Since 2015, our laboratory has been leading research on an innovative Augmented Reality smart glasses concept. This consists in displaying images in a user's eye while allowing them to keep seeing the surrounding world. Our concept targets a compact lensless device, forming images on the retina through the interference of multiple emitted beams. Various technological building blocks are required, including, optical circuits integrated on a transparent chip of a few  $\text{cm}^2$ . The defended thesis relates to this latter technology.

Integrated optical circuits are well-established in the Infrared range, but remains scarcely investigated in the visible spectrum. The PhD project consisted in designing an optical circuit to address numerous randomly distributed emissive points on the surface of a glass substrate. The aim of the thesis was to define and to realize a realistic integrated optics circuit in order to evaluate a first prototype of Augmented Reality glasses.

The PhD thesis presents the process for the realization of this prototype, as well as the first experimental results. Optical losses, which are among the main challenges in integrated optics, turned out to be high for our components. Through our research, we attempt to explain the causes while proposing alternatives. We also provide the first results on some essential key components for future research.



# Lexique

BARC	Bottom Anti-Reflective Coating
BOX	Buried Oxide
CEA	Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives
CMOS	Complementary Metal-Oxide Semiconductor
CMP	Chemical-Mechanical Polishing
DPE	Distribution de Points d'Émission
EME	Eigen-Mode Expansion
EPS	Expansion de la Pupille de Sortie
FDE	Finite Difference Eigen-Mode
FDTD	Finite Difference Time Domain
FOV	Field of View
HMD	Head-Mounted Display
HUD	Head-Up Display
ITO	Oxyde d'Indium-Étain
LER	Line Edge Roughness
LiDAR	Light Detection and Ranging
LPCVD	Low-Pressure Chemical Vapour Deposition
MEB	Microscope Électronique à Balayage
MEMS	Micro-Electro-Mechanical System
MMI	Multi-Mode Inteference
MZI	Mach-Zehnder Interferometer
NED	Near-Eye Display
OPA	Optical Phased Array
PE	Point d'Émission
PECVD	Plasma-Enhanced Chemical Vapour Deposition
PIC	Photonic Integrated Circuit
RA	Réalité Augmentée
RIE	Reactive Ion Etching

RM	Réalité Mixte
RTI	Réflexion Totale Interne
RV	Réalité Virtuelle
SACVD	Sub-Atmospheric Chemical Vapour Deposition
SiN	Nitride de Silicium
TE	Transverse Electric
TEOS	Tetra-Ethyl OrthoSilicate
TM	Transverse Magnetic
TMC	Théorie des Modes Couplés

# Table des matières

<b>LEXIQUE .....</b>	<b>XI</b>
<b>INTRODUCTION GENERALE .....</b>	<b>1</b>
<b>CHAPITRE I : CONTEXTE ET OBJECTIFS .....</b>	<b>3</b>
<b>Introduction au chapitre I.....</b>	<b>4</b>
<b>I.1 Réalité augmentée, virtuelle et mixte (RA/RV/RM).....</b>	<b>4</b>
I.1.1 Définitions et notions utiles.....	4
I.1.2 Émergence et état de l'art.....	7
I.1.3 Combineurs à guides d'onde pour les dispositifs de RA/RM.....	11
<b>I.2 La projection rétinienne au CEA-Leti.....</b>	<b>16</b>
I.2.1 Vue d'ensemble.....	16
I.2.2 Auto-focalisation et distribution aléatoire.....	18
I.2.3 Problématique de densification.....	19
<b>I.3 Photonique intégrée dans le visible et proche infrarouge .....</b>	<b>20</b>
I.3.1 Généralités.....	20
I.3.2 Nitrure de silicium.....	22
I.3.3 État de l'art des circuits de routage photonique.....	23
<b>I.4 Objectifs de thèse.....</b>	<b>32</b>
I.4.1 Densification d'un réseau de guides.....	32
I.4.2 Identification des éléments clefs.....	32
I.4.3 Conception d'un démonstrateur.....	32
<b>Conclusion du chapitre I.....</b>	<b>33</b>
<b>Références.....</b>	<b>33</b>
<b>CHAPITRE II : ANALYSE DES PROBLEMATIQUES DE GUIDAGE ET ARRIERE-PLAN THEORIQUE .</b>	<b>39</b>
<b>Introduction au chapitre II.....</b>	<b>40</b>
<b>II.1 Propagation guidée.....</b>	<b>40</b>
II.1.1 Cas du guide d'onde plan symétrique.....	40
II.1.2 Guides d'onde de type « canal ».....	44
II.1.3 Pertes de propagation dans les guides.....	48
<b>II.2 Densification d'une distribution de guides.....</b>	<b>55</b>
II.2.1 Couplage de modes.....	55
II.2.2 Distribution de guides identiques.....	58
II.2.3 Distribution de guides non-identiques.....	61
<b>II.3 Adressage aléatoire.....</b>	<b>64</b>
II.3.1 Cahier des charges.....	64
II.3.2 Croisements de guides.....	65
II.3.3 Transitions multiniveaux.....	67
<b>II.4 Optimisation de la surface .....</b>	<b>69</b>
II.4.1 Contrainte de surface du réticule.....	69
II.4.2 Empilement de couches : rétrocouplage multiniveau.....	70
<b>Conclusion du chapitre II.....</b>	<b>74</b>
<b>Références.....</b>	<b>75</b>
<b>CHAPITRE III : IDENTIFICATION ET OPTIMISATION DES ELEMENTS CLEFS.....</b>	<b>77</b>
<b>Introduction au chapitre III.....</b>	<b>78</b>

<b>III.1 Outils logiciels .....</b>	<b>78</b>
III.1.1 Simulation des composants photoniques .....	78
III.1.2 Conception des circuits.....	82
<b>III.2 Recherche de densification .....</b>	<b>83</b>
III.2.1 Rappels sur le couplage $\Delta\beta$ .....	83
III.2.2 Cellule à deux guides.....	83
III.2.3 Cellule à quatre guides .....	86
III.2.4 Structures d'étude du couplage $\Delta\beta$ .....	90
<b>III.3 Optimisation des composants clefs.....</b>	<b>91</b>
III.3.1 Inventaire des éléments clefs du circuit.....	91
III.3.2 Coupleur d'insertion/extraction.....	93
III.3.3 Guides en spirales.....	98
III.3.4 Guides courbes .....	100
III.3.5 Transitions adiabatiques de guides .....	102
III.3.6 Éléments de photonique inter-niveaux .....	105
III.3.7 Coupleurs à interférences multimodes .....	113
<b>Conclusion du chapitre III .....</b>	<b>116</b>
<b>Références.....</b>	<b>117</b>
<b>CHAPITRE IV : CONCEPTION DU CIRCUIT DE ROUTAGE.....</b>	<b>119</b>
<b>Introduction au chapitre IV .....</b>	<b>120</b>
<b>IV.1 Principe général de fonctionnement .....</b>	<b>120</b>
<b>IV.2 Le projecteur.....</b>	<b>123</b>
IV.2.1 Modèle des guides .....	123
IV.2.2 Construction .....	123
<b>IV.3 Blocs d'adressage.....</b>	<b>125</b>
IV.3.1 Présentation des schémas d'adressage.....	125
IV.3.2 Organisation de l'architecture du démonstrateur.....	128
<b>IV.4 Structures intermédiaires d'étude .....</b>	<b>132</b>
<b>IV.5 Estimation des performances du circuit.....</b>	<b>134</b>
IV.5.1 Principe du calcul de chutes de puissance .....	134
IV.5.2 Calcul de chutes de puissance .....	135
IV.5.3 Rééquilibrage des puissances de sortie.....	142
<b>IV.6 Estimation de la robustesse.....</b>	<b>149</b>
IV.6.1 Effet de la rugosité des flancs.....	149
IV.6.2 Effet de la surgravure des guides.....	151
IV.6.3 Effet de l'écart inter-niveaux .....	155
<b>Conclusion du chapitre IV .....</b>	<b>158</b>
<b>Références.....</b>	<b>159</b>
<b>CHAPITRE V : FABRICATION ET CARACTERISATIONS DES CIRCUITS PHOTONIQUES .....</b>	<b>161</b>
<b>Introduction au chapitre V .....</b>	<b>162</b>
<b>V.1 Procédé en salle blanche .....</b>	<b>162</b>
V.1.1 Étapes de fabrication .....	162
V.1.2 Caractérisations en salle blanche.....	173
<b>V.2 Banc de caractérisation goniométrique .....</b>	<b>176</b>
V.2.1 Principe d'utilisation .....	176
V.2.2 Amélioration du banc .....	179
<b>V.3 Caractérisations et résultats .....</b>	<b>181</b>

V.3.1	Caractérisations angulaires .....	182
V.3.2	Pertes de propagation .....	184
V.3.3	Courbures de guides .....	192
V.3.4	Coupleurs $\Delta\beta$ .....	193
	<b>Conclusion du chapitre V.....</b>	<b>195</b>
	<b>Références.....</b>	<b>196</b>
	<b>CONCLUSION GENERALE.....</b>	<b>197</b>
	<b>Rappel des objectifs et bilan .....</b>	<b>197</b>
	<b>Perspectives .....</b>	<b>199</b>
	<b>LISTE DES PUBLICATIONS.....</b>	<b>I</b>
	<b>Articles à comité de lecture .....</b>	<b>i</b>
	En tant que premier auteur .....	i
	En tant que co-auteur.....	i
	<b>Brevet.....</b>	<b>i</b>
	<b>Actions de communications.....</b>	<b>ii</b>
	Posters présentés.....	ii
	Présentations orales .....	ii
	Articles de conférences en tant que co-auteur .....	iii
	<b>ANNEXES.....</b>	<b>V</b>



# Introduction générale

Depuis une dizaine d'années, la réalité augmentée s'est transformée en un sujet de recherche bouillonnant, tant sur le plan académique qu'industriel. Depuis la recherche fondamentale jusqu'à l'élaboration d'un produit commercialisé, nombreux sont les acteurs souhaitant se démarquer. Si l'avènement du smartphone était déjà un pas de géant vers un monde ultra-connecté, la réalité augmentée entend nous amener encore plus loin dans l'accès aux données connectées en y ajoutant une notion d'immersion. Alors que le smartphone nous a donné un accès à Internet « dans le creux de la main », la réalité augmentée nous permettrait de l'avoir directement devant les yeux.

Malgré cet engouement, certaines réticences sont encore bien présentes dans l'opinion publique quant à la pertinence de dispositifs de réalité augmentée proches de l'œil. La compacité, l'ergonomie, l'esthétique et le confort visuel sont parmi les facteurs pouvant freiner leur expansion auprès du grand public. Ainsi, d'importants efforts sont fournis sur ces différents aspects pour rendre les dispositifs proches de l'œil plus attractifs.

C'est dans ce contexte de gain d'intérêt pour la réalité augmentée que le CEA-Leti a proposé il y a quelques années un concept de projecteur proche de l'œil en rupture des solutions existantes, à travers un projet nommé « Projection Rétinienne ». Ce concept de lunettes de réalité augmentée non-conventionnelles est basé sur le modèle d'un projecteur holographique combiné à un circuit de photonique intégrée, par lequel des images sont projetées sur la rétine d'un utilisateur en exploitant l'effet d'auto-focalisation. Des points de lumière éparses sont émis sur la surface d'un projecteur formé de guides d'onde et d'électrodes, puis interagissent avec des pixels holographiques ajustant la phase et la direction de chaque faisceau pour former un faisceau composite plan en direction de l'œil, lequel se focalise sur la rétine pour former un pixel lumineux. L'activation séquentielle de ces points permet d'afficher une image en jouant sur la persistance rétinienne et visuelle. La lumière est acheminée sur le projecteur grâce à un circuit de photonique intégrée transparent et inséré dans le verre de lunette. Le dispositif visé est donc dépourvu de tous les systèmes optiques classiques qui limitent généralement la compacité des dispositifs de l'état de l'art. Toutefois, l'approche non conventionnelle d'auto-focalisation impose de répartir aléatoirement les points d'émission sur la surface du projecteur afin d'éviter les répliques d'image dues aux ordres de diffraction. Cela nécessite de mettre au point un système de routage photonique complexe qui assure un adressage aléatoire des points d'émission. Cette mise au point est l'un des enjeux de l'activité de recherche du groupe dans lequel j'ai effectué ma thèse.

Le projet de projection rétinienne au CEA-Leti s'est construit sur plusieurs sujets de thèse en lien avec les divers aspects abordés : l'auto-focalisation [1], le développement des composants photoniques élémentaires [2], l'étude de modèles mathématiques de formes de guides d'onde pour la répartition aléatoire des points d'émission [3], et les stratégies d'extraction du mode guidé pour la formation d'image [4]. Au travers de la présente thèse, mon rôle a été de construire et d'optimiser le système de routage photonique permettant d'adresser aléatoirement les points d'émission sur la surface du projecteur. En plus de m'appuyer sur les travaux précédemment réalisés, j'ai effectué

mon travail de thèse en collaboration avec les deux dernières thèses citées. Ce travail a consisté en la création, l'optimisation et la caractérisation d'une architecture complexe de routage en photonique intégrée. Le composant devait fonctionner à la longueur d'onde de 532 nm, être réalisée sur verre, sur une surface de quelques cm<sup>2</sup>. Le présent manuscrit se divise en cinq chapitres.

Dans le premier chapitre, j'aborde le contexte de la thèse ainsi que le cahier des charges envisagé. Après une présentation de l'état de l'art des dispositifs actuels de réalité augmentée (RA) basés sur l'utilisation de guides d'onde, j'aborde les concepts généraux autour des architectures de routage en photonique intégrée. Sur cette base, je présente les problématiques d'adressage aléatoire et de densification qui y sont liées. Je conclus le chapitre par une présentation des objectifs de la thèse.

Dans le second chapitre, j'aborde tous les concepts théoriques utiles pour ma thèse, notamment autour de la propagation guidée et des sources de pertes optiques. J'évoque également les problématiques majeures relatives à l'adressage aléatoire, à la densification des guides et à l'optimisation de la surface de projection.

Dans le troisième chapitre, je dresse un inventaire des différents composants clefs nécessaires à la construction du circuit de routage et je présente leur optimisation par simulations numériques. Une configuration de guides d'onde permettant de répondre au problème de densité est également proposée.

Dans le quatrième chapitre, je présente l'architecture de routage photonique pour l'adressage aléatoire d'une distribution dense de points d'émission. Je détaille notamment le principe de fonctionnement du circuit et présente ses deux parties principales : le projecteur et le circuit d'adressage. Ce chapitre inclut une estimation de la performance du dispositif à travers un calcul de chutes de puissance sur l'ensemble de parcours de la lumière. La robustesse du circuit face à de possibles aléas de fabrication est également estimée.

Le cinquième et dernier chapitre porte sur le procédé de fabrication des circuits photoniques ainsi que le banc goniométrique pour les caractériser. Je présente une amélioration du banc effectuée pendant ma thèse avec le soutien d'un stagiaire que j'ai encadré, visant à tendre vers de mesures automatisées. Enfin, je présente et analyse les premiers résultats expérimentaux de la fabrication du prototype et des caractérisations obtenues sur certaines des structures d'étude dessinées en périphérie du circuit de routage.

# Chapitre I

## Contexte et objectifs

<b>Introduction au chapitre I.....</b>	<b>4</b>
<b>I.1 Réalité augmentée, virtuelle et mixte (RA/RV/RM).....</b>	<b>4</b>
I.1.1 Définitions et notions utiles.....	4
I.1.1.1 Champ visuel, boîte à œil et dégagement oculaire .....	6
I.1.1.2 Résolution d'image.....	6
I.1.1.3 Facteur de forme .....	7
I.1.2 Émergence et état de l'art.....	7
I.1.3 Combineurs à guides d'onde pour les dispositifs de RA/RM.....	11
I.1.3.1 Définition et principe du combineur optique.....	11
I.1.3.2 Combineurs optiques à pupille simple.....	12
I.1.3.3 Expansion du champ visuel et de la boîte à œil.....	13
<b>I.2 La projection rétinienne au CEA-Leti.....</b>	<b>16</b>
I.2.1 Vue d'ensemble.....	16
I.2.2 Auto-focalisation et distribution aléatoire .....	18
I.2.3 Problématique de densification .....	19
<b>I.3 Photonique intégrée dans le visible et proche infrarouge .....</b>	<b>20</b>
I.3.1 Généralités.....	20
I.3.2 Nitrure de silicium.....	22
I.3.3 État de l'art des circuits de routage photonique.....	23
I.3.3.1 Routage actif.....	23
I.3.3.2 Circuits neuromorphiques.....	24
I.3.3.3 Antennes à réseaux de phase optique (OPAs) .....	26
I.3.3.4 Projecteurs proches de l'œil.....	29
I.3.3.5 Contexte des travaux sur la projection rétinienne.....	30
<b>I.4 Objectifs de thèse.....</b>	<b>32</b>
I.4.1 Densification d'un réseau de guides.....	32
I.4.2 Identification des éléments clefs.....	32
I.4.3 Conception d'un démonstrateur.....	32
<b>Conclusion du chapitre I.....</b>	<b>33</b>
<b>Références.....</b>	<b>33</b>

## Introduction au chapitre I

Depuis sa création dans les années 1960, la réalité augmentée (RA) s'est développée initialement pour des applications militaires, puis pour des applications industrielles et ludiques. Si pendant un temps elle n'a pas suscité beaucoup d'intérêt auprès du grand public, la réalité augmentée est aujourd'hui un domaine foisonnant sur le plan de la recherche et du développement industriels.

La recherche constante de compacité et d'esthétique a conduit à l'utilisation du verre comme moyen de guidage et de projection de l'image vers l'œil, sur de nombreux dispositifs actuels de réalité augmentée. Bien que prometteuse, cette technologie présente aussi certaines limites, notamment de compacité et de volume. C'est dans ce contexte qu'un nouveau concept de lunettes de réalité augmentée a vu le jour il y a quelques années au sein du CEA-Leti au travers du projet nommé « projection rétinienne ».

Dans ce premier chapitre, je présente le contexte dans lequel a émergé la projection rétinienne au CEA-Leti, et je positionne mon travail de thèse par rapport à l'état de l'art.

### I.1 Réalité augmentée, virtuelle et mixte (RA/RV/RM)

#### I.1.1 Définitions et notions utiles

La réalité augmentée consiste à superposer des images virtuelles sur le champ de vision du monde réel afin d'y ajouter des informations. La RA a vocation à fournir à l'utilisateur un accès à l'information beaucoup plus rapide et immersif qu'avec les moyens actuels, en projetant dans le champ de vision des informations habituellement présentes sur l'écran d'un téléphone portable (comme par exemple l'heure, la température extérieure/intérieure ou encore la page internet d'un hôtel ou d'un commerce). Il est important de mentionner que l'affichage devant l'œil se fait sans occlusion de l'environnement réel.

À l'opposé du spectre, la réalité virtuelle (RV) offre à l'utilisateur une expérience d'immersion totale dans un monde virtuel. Il n'y a donc plus aucun accès visuel à l'environnement réel. En revanche, l'utilisateur a la possibilité d'interagir avec le monde virtuel dans lequel il est immergé grâce à des systèmes de suivi oculaire (eye tracking) et/ou de suivi du mouvement de la tête (head tracking).

La réalité mixte (RM) se situe à mi-chemin entre la réalité augmentée et la réalité virtuelle. Comme pour la RA, l'utilisateur peut percevoir le monde qui l'entoure et les images affichées peuvent interagir avec ce dernier. Il a également la possibilité d'interagir avec ces images, par exemple en les déplaçant ou en les faisant apparaître ou disparaître. La RM offre donc une expérience semi-immersive. Un diagramme représentatif de ces trois technologies est montré sur la Figure I-1.

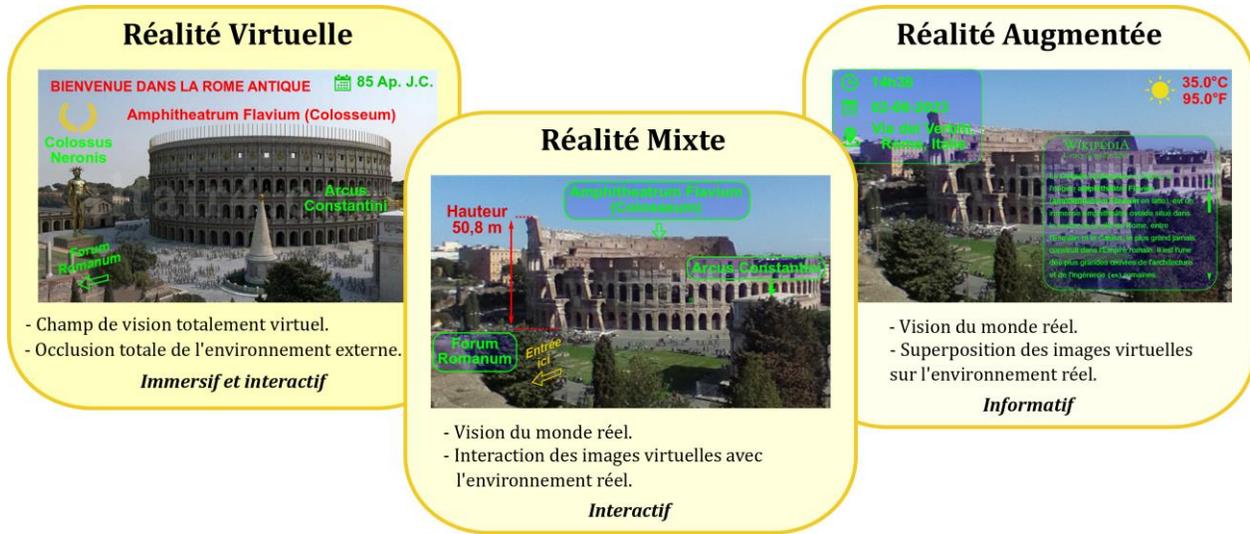


Figure I-1 : Diagramme représentant la réalité virtuelle (à gauche), la réalité mixte (au centre) et la réalité augmentée (à droite) appliquées au champ de vision du Colisée.

L'exemple montré ici est celui d'un touriste se trouvant devant le Colisée à Rome. La réalité augmentée lui permettrait de visualiser des informations spatio-temporelles (heure, date, localisation, température, etc...) et éventuellement une page internet informative en plus de la vision réelle du Colisée. Néanmoins, les images affichées n'interagissent pas avec la scène observée. Dans le cas de la réalité mixte, des informations interactives pourraient être rajoutées, comme par exemple un étiquetage en temps réel se superposant sur les monuments et/ou lieux touristiques observés, ainsi que des caractéristiques propres comme des dimensions. Quand l'utilisateur déplace sa tête, les informations changent dans le champ de vision relatif mais restent positionnées dans le champ de vision absolu. Enfin, grâce à la réalité virtuelle, l'utilisateur pourrait, depuis son salon, s'immerger entièrement au milieu d'une reconstitution en 3D de la Rome antique.

Les dispositifs de RA/RV/RM actuels sont pour la plupart des écrans proches de l'œil (en anglais Near Eye Displays ou NED), prenant la forme de lunettes ou de visiocasques suivant la technologie employée et l'application visée. Ce domaine de recherche est fortement lié aux capacités et contraintes de vision de l'œil humain. De ces trois technologies, la RA est celle présentant en apparence le moins de complexité technologique du fait de son rôle majoritairement informatif. Les aspects interactifs propres à la RM nécessitent l'intégration de composants supplémentaires, tels que des capteurs de suivi oculaire ou encore des caméras. Cela augmente inévitablement le volume du dispositif et réduit le confort d'utilisation. Ainsi, la RA semble être en meilleure posture pour être déployée à grande échelle et utilisée sur des durées prolongées.

Avec l'utilisation d'écrans proches de l'œil, des notions importantes sont apparues, telles que la « boîte à œil » ou le « dégagement oculaire ». Il est donc nécessaire de préciser dans ce manuscrit quelques définitions liées à la vision humaine à travers ces dispositifs avant d'aborder un bref historique de ces dispositifs et un état de l'art sur leur développement pour la RA.

### 1.1.1.1 Champ visuel, boîte à œil et dégagement oculaire

Le champ visuel (FOV pour Field of View) correspond à l'ouverture angulaire sur laquelle l'image virtuelle est intégralement perceptible par l'utilisateur, rapportée à la distance entre l'œil et l'écran. En d'autres termes, le FOV définit la largeur de la scène offerte à l'utilisateur. Il s'agit d'un paramètre clef que l'on cherche à plus ou moins augmenter suivant l'application visée. Par exemple, la RM nécessite un champ visuel plus élevé que la RA du fait de son rôle interactif.

Une autre notion importante relative aux écrans proches de l'œil est celle de la « boîte à œil ». Celle-ci correspond à la région de l'espace dans laquelle l'intégralité de l'image est perceptible par l'œil. Elle est donc liée à une notion de taille d'image projetée et conditionne la tolérance quant au centrage du projecteur par rapport à l'œil de l'utilisateur. La boîte à œil est représentée sur la Figure I-2 par le recouvrement des faisceaux provenant des pixels aux extrémités du micro-écran. Généralement, le champ de vision est en compétition avec la boîte à œil : plus l'un est grand, plus la taille de l'autre est réduite [1], [2].

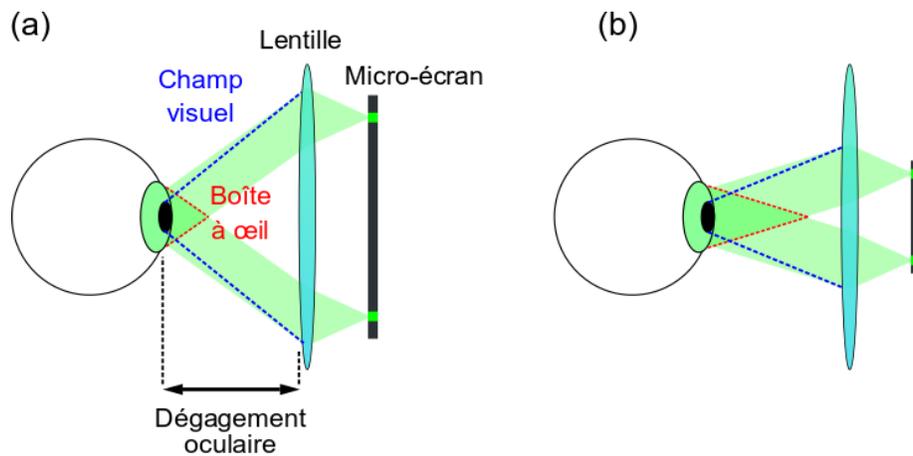


Figure I-2 : Représentation schématique du champ visuel, de la boîte à œil et du dégagement oculaire lorsque l'œil est placé proche d'un écran. Pour un dégagement oculaire donné, le cas (a) correspond à un large champ visuel et une petite boîte à œil, et le cas (b) correspond à un petit champ visuel et une boîte à œil plus volumineuse.

Enfin, le dégagement oculaire est défini comme la distance entre l'œil et le projecteur. Ce paramètre est important car il impacte le champ visuel et la taille de la boîte à œil. L'augmentation du champ visuel s'accompagne généralement d'une augmentation du dégagement oculaire conduisant les dispositifs vers un modèle de casque plutôt que de lunettes. Pour la plupart des dispositifs de RA/RM proches de l'œil, le dégagement oculaire se situe autour de 13 mm [3].

### 1.1.1.2 Résolution d'image

La résolution d'une image numérique est déterminée par sa densité de pixels. La résolution angulaire, mesurée en pixels par degrés, est représentative de la qualité d'image d'un projecteur proche de l'œil. Afin que l'image n'apparaisse pas « pixélisée » pour un observateur, il est nécessaire que l'écran ait une résolution angulaire plus élevée que celle de l'œil, qui est typiquement autour d'une minute d'angle [1]. Ainsi, pour un nombre fixe de pixels projetés, agrandir le champ de vision a pour effet de réduire la résolution angulaire.

### I.1.1.3 Facteur de forme

Outre les aspects techniques, un des facteurs limitant l'expansion sur le marché des dispositifs de RA et RM est leur forme-même. Le facteur de forme correspond à un critère relatif au volume d'une paire de lunette ou d'un visiocasque. L'utilisation d'éléments d'optique conventionnelle tels que les écrans, les miroirs, les diviseurs de faisceaux, les prismes ou encore des caméras, rend les dispositifs plus volumineux et augmentent donc leur facteur de forme. Cela peut rapidement les rendre lourds et inconfortables sur de longues durées d'utilisation. Il est donc important de chercher à réduire le plus possible le facteur de forme, surtout pour les dispositifs de RA visant à accompagner l'utilisateur au quotidien. D'autre part, les critères d'acceptabilité sociale, liés au facteur de forme, sont un frein à la commercialisation de dispositifs de RA/RM auprès du grand public [4]. L'acceptabilité sociale des lunettes et visiocasques de RA/RM est souvent conditionnée par leur compacité, leur volume, leur discrétion et leur esthétique. Néanmoins, la RA/RM a la possibilité de se développer plus facilement dans des secteurs spécifiques et privés dans lesquels les critères d'acceptabilité sont différents. Par exemple, porter un visiocasque dans la rue n'a pas le même impact social que de le porter dans le cadre d'une session de découverte historique à des fins touristiques.

La nécessité de réduire le facteur de forme est l'une des raisons d'être de l'activité menée sur la projection rétinienne au CEA-Leti.

## I.1.2 Émergence et état de l'art

Un premier exemple marquant de dispositif proche de l'œil se rapprochant à la RA date de 1968, lorsqu'un chercheur de l'Université de l'Utah à Salt Lake City, Ivan Sutherland, présente un dispositif de projection d'images en trois dimensions porté sur la tête [5] (voir Figure I-3 (a)). L'invention de Sutherland consiste à projeter dynamiquement des images dont les coordonnées spatiales s'adaptent au mouvement de la tête de l'utilisateur pour donner un effet de perspective. Comme montré sur la Figure I-3 (b), le système se compose d'un visiocasque comportant deux mini-tubes cathodiques et un prisme permettant de projeter une image vers l'utilisateur. Le visiocasque est en outre relié à un capteur de position permettant de détecter les mouvements de translation et de rotation de la tête et d'adapter la forme de l'image pour donner une impression de perspective à l'utilisateur. Les travaux d'Ivan Sutherland ont grandement contribué au développement de ce que l'on connaît aujourd'hui dans les domaines RA/RM/RV.

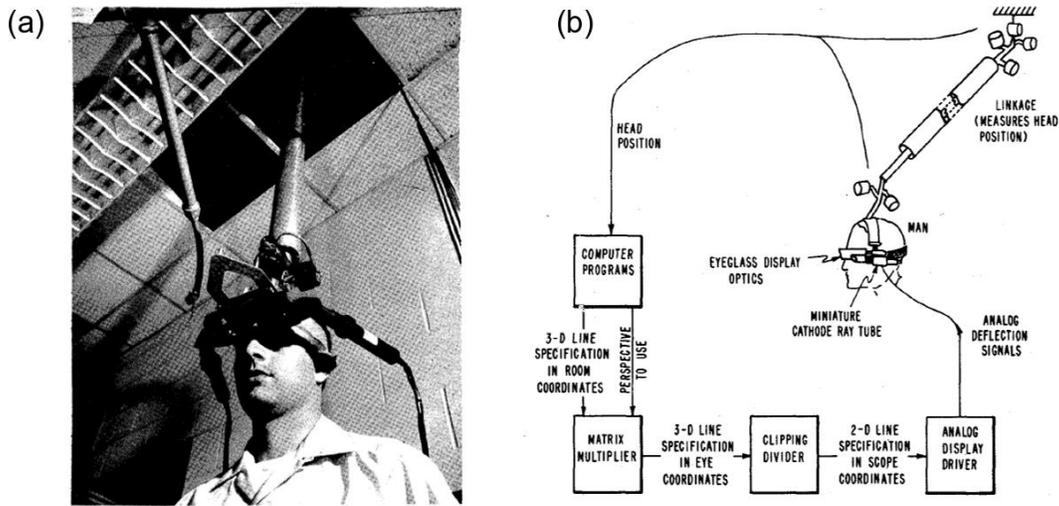


Figure I-3 : (a) Photographie du dispositif de RA porté par son inventeur Ivan Sutherland avec (b) un schéma de son principe de fonctionnement [5].

Le terme « réalité augmentée » n'a été utilisé pour la première fois qu'en 1992 [6] pour décrire un concept incluant la vision du monde réel agrémenté d'images permettant de fournir des informations et/ou d'assister un utilisateur sur une tâche particulière. Toutefois, la RA est restée à l'écart du grand public pendant au moins deux décennies postérieurement à l'invention de Sutherland. En effet, son premier grand champ d'application a été celui de la défense, notamment pour l'aviation militaire avec l'installation d'écrans transparents dans les cabines de pilotage des avions de chasse [7], [8]. On se réfère au terme HUD (de l'anglais Head-Up Displays) pour désigner ces écrans transparents placés loin des yeux de l'utilisateur. Conjointement aux HUDs, les visiocasques (HMD de l'anglais Head-Mounted Display) ont également pris leur place dans le domaine de la défense. Contrairement aux HUDs, les HMDs permettent de visualiser des informations à partir d'un dispositif porté sur la tête, plutôt qu'à un emplacement fixe.

Au fur et à mesure, la RA s'est éloignée du domaine militaire pour se diversifier à d'autres applications comme la chirurgie [9]–[12], la maintenance et la réparation de machines industrielles [6], [13], [14], et le divertissement. En chirurgie, la RA entend se substituer au moniteur placé au-dessus de la tête du chirurgien, lui permettant ainsi d'éviter de détourner régulièrement son regard de la zone à opérer pour consulter le moniteur. Dans le domaine industriel, la RA permet d'assister un opérateur pour des tâches de maintenance et d'assemblage, en affichant devant ses yeux les informations utiles pour l'accomplissement de ses tâches [15], [16]. Au début des années 2000, la RA rentre dans le domaine vidéoludique. AR Quake, le tout premier jeu vidéo utilisant un casque de réalité augmentée [17], marque l'arrivée de la réalité augmentée auprès du grand public. Cet événement a accéléré l'utilisation des casques de réalité mixte et virtuelle dans le monde des jeux vidéo [18], [19].

Concernant la RM, les compagnies Magic Leap<sup>®</sup> et Microsoft<sup>®</sup> sont deux des principaux acteurs actuels à travers leurs dispositifs respectifs Magic Leap 2 et HoloLens 2 (voir Figure I-4).



Figure I-4 : Photographies des visiocasques de réalité mixte Magic Leap 2<sup>1</sup> et Hololens 2<sup>2</sup>.

Ces visiocasques utilisent des guides d'onde plan<sup>3</sup> dans lesquels l'image est guidée par réflexion totale interne (RTI). Cela permet de confiner l'image dans un plan et de la diriger au niveau d'une zone de projection où elle est extraite en direction de l'œil. Cette brique technologique, appelée « combineur à guide d'onde » (« waveguide combiner » en anglais), est très couramment utilisée dans de nombreux dispositifs actuels de RM et de RA. Le principe et l'utilisation du combineur à guide d'onde sera abordé plus en détail dans la section I.1.3.

Les casques de réalité mixte et augmentée ont généralement un champ visuel plus restreint que ceux pour la réalité virtuelle. En revanche, ils sont beaucoup plus versatiles et peuvent toucher un plus large spectre d'applications, comme la santé (principalement pour la chirurgie [20], [21], l'imagerie [22], [23] et la simulation médicale [24]–[26]), l'ingénierie industrielle (interfaces homme-machine [27] et assistance à la maintenance [16], [28] et à l'assemblage [29]) ou encore l'architecture et l'ingénierie civile (notamment pour la visualisation et la cartographie d'espaces intérieurs [30] et extérieurs [31]). Toutefois, une des principales limites des visiocasques (notamment de RM qui nécessitent généralement plus de composants que la RA) sont leur volume et leur poids. Par exemple, Hololens 2 et Magic Leap 2 pèsent respectivement un peu plus de 500 g [32] et un peu plus de 250 g [33]. En comparaison, une paire de lunettes de prescription pèse généralement autour de 30 g.

L'un des principaux acteurs ayant contribué à propulser les lunettes RA auprès du grand public est la compagnie Google<sup>®</sup>, à l'occasion du lancement des Google Glass en 2012 [34] présentées sur la Figure I-5 (a). Le principe de fonctionnement de ce dispositif est montré sur la Figure I-5 (b).

<sup>1</sup> Référence iconographique : <https://immersivetech.eu/product/magic-leap-2-2/>.

<sup>2</sup> Référence iconographique : <https://4experience.co/hololens-2-vs-hololens-1-whats-new/>.

<sup>3</sup> La notion de guide d'onde est abordée en détail dans la section Combineurs à guides d'onde pour les dispositifs de RA/RM.

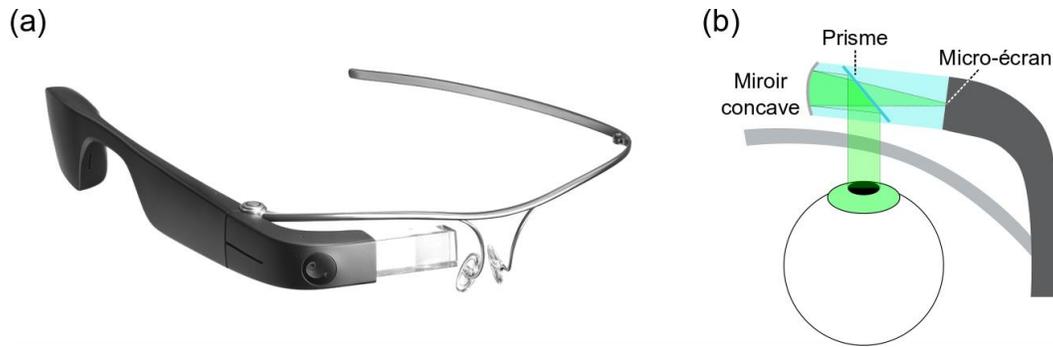


Figure I-5 : (a) Photographie de la première version grand public de Google glass<sup>4</sup> avec (b) un schéma de son principe de fonctionnement.

Les lunettes Google Glass sont munies d'un micro-écran disposé sur la partie droite de la monture. L'image est émise dans un bloc de verre placé devant l'œil au bout duquel se trouve un miroir concave. Le faisceau est collimaté après réflexion sur le miroir puis dévié en direction de l'œil grâce à un prisme semi-réfléchissant.

Dans la continuité des Google Glass, d'autres compagnies ont développé et commercialisé des lunettes de RA. Parmi elles, on retrouve North Focals de la compagnie canadienne North, Tooz de la compagnie allemande Zeiss, Vuzix Blade de la compagnie américaine Vuzix ou encore Wireless AR Smart Glasses de la compagnie chinoise Xiaomi. North Focals utilise un système de projection appelé « combineur holographique ». Trois faisceaux laser (un pour chaque couleur primaire) sont combinés et réfléchis par un miroir modulé angulairement par un système micro-électro-mécanique (MEMS). Une deuxième réflexion en direction de l'œil se produit sur une couche holographique déposée en surface du verre de lunette. Celle-ci possède un spectre de réflexion très étroit autour des trois longueurs d'onde afin de garantir à la fois une bonne transparence sur le spectre global et de faibles pertes optiques autour des longueurs d'onde concernées. Une photographie des lunettes est montrée sur la Figure I-6 (a), conjointement à son principe de fonctionnement sur la Figure I-6 (b).

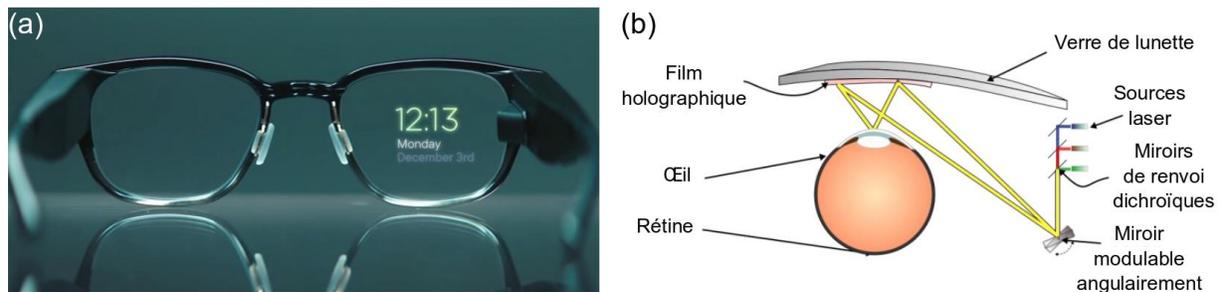


Figure I-6 : (a) Photographie des lunettes North Focals<sup>5</sup> avec en (b) le schéma du principe de projection vers l'œil.

<sup>4</sup>Référence iconographique : <https://www.theverge.com/2020/2/4/21121472/google-glass-2-enterprise-edition-for-sale-directly-online>.

<sup>5</sup> Référence iconographique : <https://strategyonline.ca/2018/10/25/can-north-resurrect-smart-glasses-with-a-consumer-focus/>.

La couche holographique permet de rendre les lunettes plus compactes et plus discrètes, à l'exception des branches de lunettes qui sont plus épaisses que sur de simples lunettes de prescription du fait de la présence des composants électroniques et optoélectroniques. L'utilisation d'un miroir mécaniquement modulé peut représenter un frein quant à la fréquence d'affichage des images. De plus, le passage en espace libre peut présenter des difficultés en cas d'ombrage par les cheveux ou les cils. Ainsi, dans cette même recherche de compacité pour les lunettes de réalité augmentée, d'autres produits comme Toozy ou Vuzix Blade utilisent plutôt des combineurs à guides d'onde, comme pour les visiocasques de réalité mixte HoloLens 2 et Magic Leap 2.

### I.1.3 Combineurs à guides d'onde pour les dispositifs de RA/RM

#### I.1.3.1 Définition et principe du combineur optique

Dans le domaine de la RA/RM, les combineurs optiques à guide d'onde permettent de confiner un signal lumineux dans un plan, de le guider et de le projeter sur l'œil à l'aide d'un élément d'extraction. En outre, ils offrent la possibilité d'agrandir la taille de l'image dans le but d'améliorer le champ de vision et d'agrandir la boîte à œil ; cela s'appelle l'Expansion de Pupille de Sortie (EPS) [35], où la pupille de sortie se réfère à l'ouverture dans laquelle l'image se trouve sur le projecteur. Les combineurs optiques à guides d'onde se composent de trois éléments principaux, lesquels sont présentés sur la Figure I-7:

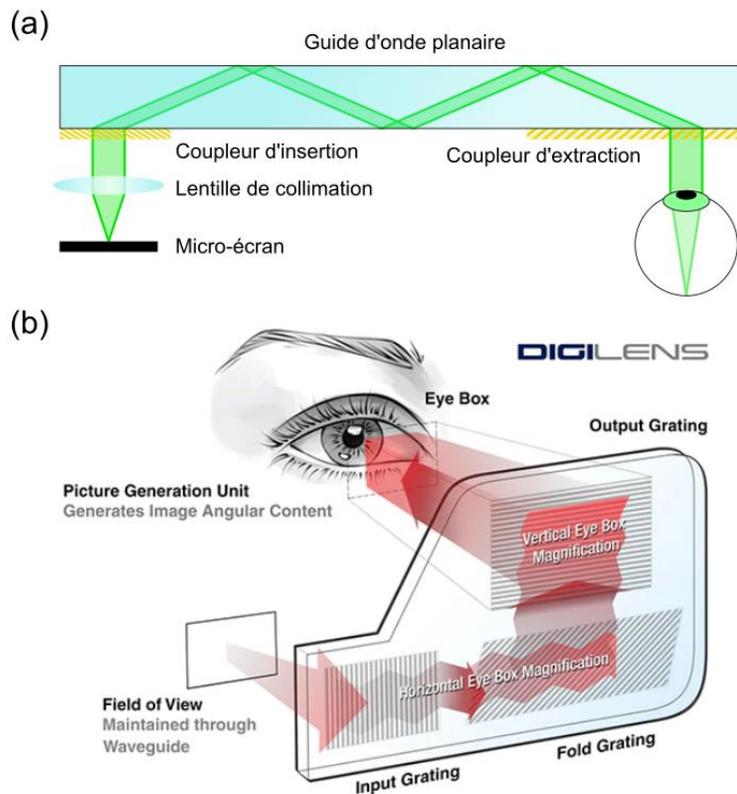


Figure I-7 : (a) Schéma représentatif d'un combineur à guide d'onde. (b) Vue en 3D d'un combineur à guide d'onde, disponible sur : <https://www.zemax.com/blogs/news/digilens-takes-ar-to-the-next-level-with-the-help-of-opticstudio>.

- un élément d'insertion et d'extraction de l'image générée par un micro-écran, pouvant aller d'un simple prisme à des éléments plus complexes, comme des réseaux de diffraction, des hologrammes de volume, des matrices de micro-prismes intégrés ou encore des métasurfaces [35].
- une zone de redirection (ou de guidage) de la lumière, où le verre de lunette est parfois utilisé comme guide, comme c'est le cas des dispositifs Tooz ou Vuzix Blade.
- une zone d'expansion de la pupille de sortie en une ou deux dimensions. Suivant les technologies employées, la zone de redirection peut aussi accomplir une fonction d'expansion de pupille dans une dimension.

Le combineur à guide d'onde utilise la réflexion totale interne (RTI) pour guider le faisceau généré par le micro-écran. Afin que l'œil puisse percevoir l'image affichée sur l'écran, il est nécessaire de collimater les faisceaux issus des pixels avant de les introduire dans le guide. Cela se fait généralement à l'aide d'un système optique. Les sous-sections qui suivent décrivent différents types de combineurs à guides d'onde présents dans l'état de l'art des lunettes de RA/RM, ainsi que les technologies employées pour étendre la boîte à œil.

### 1.1.3.2 Combineurs optiques à pupille simple

L'illustration de la Figure I-7 est un exemple de combineur dit à « pupille simple » : l'image est extraite du guide à l'aide d'un unique élément d'extraction. Cette technologie a l'avantage d'être facile à fabriquer et s'avère suffisante lorsque le champ visuel est relativement faible (inférieur à 20°) [35]. Auquel cas, la boîte à œil est suffisamment grande et ne nécessite pas d'expansion de pupille. Je montre sur la Figure I-8 le cas des lunettes Epson Moverio, de la marque Epson©, qui utilisent un miroir courbe semi-réfléchissant comme élément d'extraction.

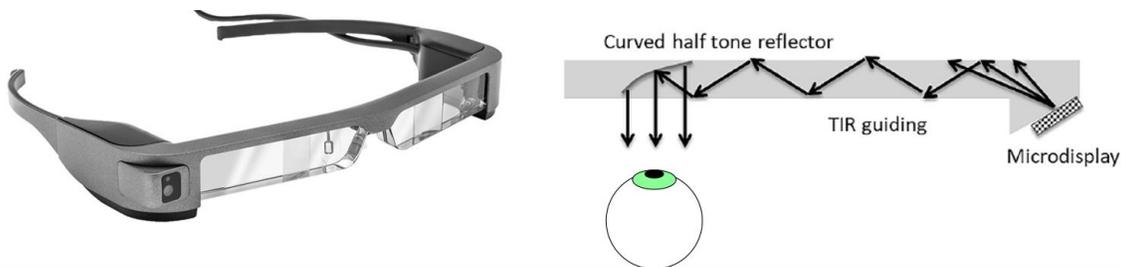


Figure I-8 : Paire de lunettes Epson Moverio BT-300<sup>6</sup> avec une schématisation de son combineur à guide d'onde [35].

Les dispositifs à pupille simple ont un champ visuel et une taille de boîte à œil généralement faible. Par exemple, les lunettes Tooz offrent un champ de vision de 11°. Si l'on souhaite améliorer le champ de vision et la taille de la boîte à œil, il est nécessaire d'étendre la pupille de sortie, que ce soit dans une ou deux dimensions. Une autre raison fondamentale pour augmenter la taille de la boîte à œil (au moins horizontalement) est de permettre de s'adapter à tous types d'utilisateurs en couvrant une large gamme de distances inter-pupilles [35]. Comme présenté sur la Figure I-8, pour

<sup>6</sup> Référence iconographique : <https://www.ppa.com/ppmag/articles/product-review-epson-moverio-bt-300-smart-glasses>.

un dégagement oculaire fixe, le champ visuel dépend de la taille du réflecteur, ce qui conditionne l'épaisseur du verre. Dans cet exemple, l'augmentation du champ visuel s'accompagne d'une perte de compacité ; d'où l'émergence d'autres approches visant à segmenter les éléments d'extraction.

### 1.1.3.3 Expansion du champ visuel et de la boîte à œil

Une expansion de la pupille de sortie (EPS) est équivalente à un élargissement de la boîte à œil. Une EPS peut être réalisée en disposant les éléments d'extraction en cascade le long du guide d'onde. C'est le cas du combineur proposé et breveté par la compagnie israélienne Lumus<sup>©</sup> en 2004 [36], qui utilise des miroirs partiels disposés en cascade. D'un autre côté, la compagnie française Optinvent réalise une EPS en utilisant des matrices de microprismes [37] (voir Figure I-9).

Les combineurs utilisant des éléments d'extraction réfléchissants ont l'avantage de donner des images avec une excellente uniformité spectrale du fait de l'absence de sélectivité spectrale des éléments d'extraction. Cependant, ils sont souvent volumineux et limitent la compacité du dispositif final. Il est toutefois possible de les remplacer par des éléments diffractifs généralement bien plus discrets, comme des couches holographiques ou encore des réseaux de diffraction. En outre, ces composants sont généralement exploités aussi pour l'expansion de la pupille de sortie.

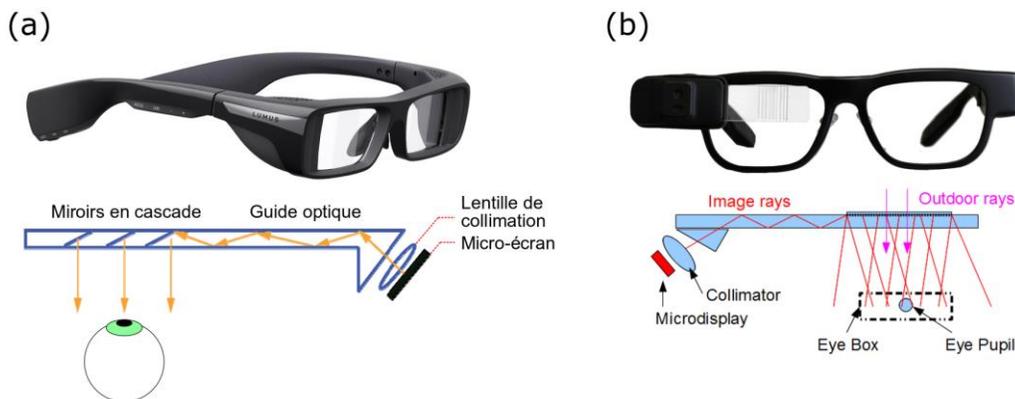


Figure I-9 : (a) Photographie d'une paire de lunettes de réalité augmentée de la marque Lumus<sup>7</sup> avec le schéma de fonctionnement de son combineur optique [38] et (b) photographie des lunettes de la marque Optinvent<sup>8</sup> avec le schéma de fonctionnement de son combineur optique [37].

Les couches holographiques sont faites de matériaux photopolymères, réagissant à une insolation par une modification locale de leur indice de réfraction. De ce fait, il est possible d'y enregistrer une modulation d'indice correspondant à la figure d'interférences entre une onde plane de référence et les fronts d'onde du faisceau réfléchi sur l'objet que l'on souhaite enregistrer dans l'hologramme. Pour insérer la lumière dans un guide, une couche holographique enregistrée avec un faisceau à l'angle d'insertion souhaité permet donc d'agir comme un réseau de diffraction. Suivant le besoin et la technologie employée, elles peuvent être utilisées soit en transmission, soit en réflexion.

<sup>7</sup> Référence iconographique : <https://www.slashgear.com/lumus-smart-glasses-ar-transparent-display-ces-2019-sleek-prototype-interview-08560837/>.

<sup>8</sup> Référence iconographique : <http://www.optinvent.com/>.

Concernant les réseaux de diffraction, il est possible d'élargir et d'uniformiser le champ visuel disponible en jouant sur des paramètres comme la période, le facteur de remplissage, la profondeur de gravure, l'inclinaison des dents du réseau, etc... (voir Figure I-10).

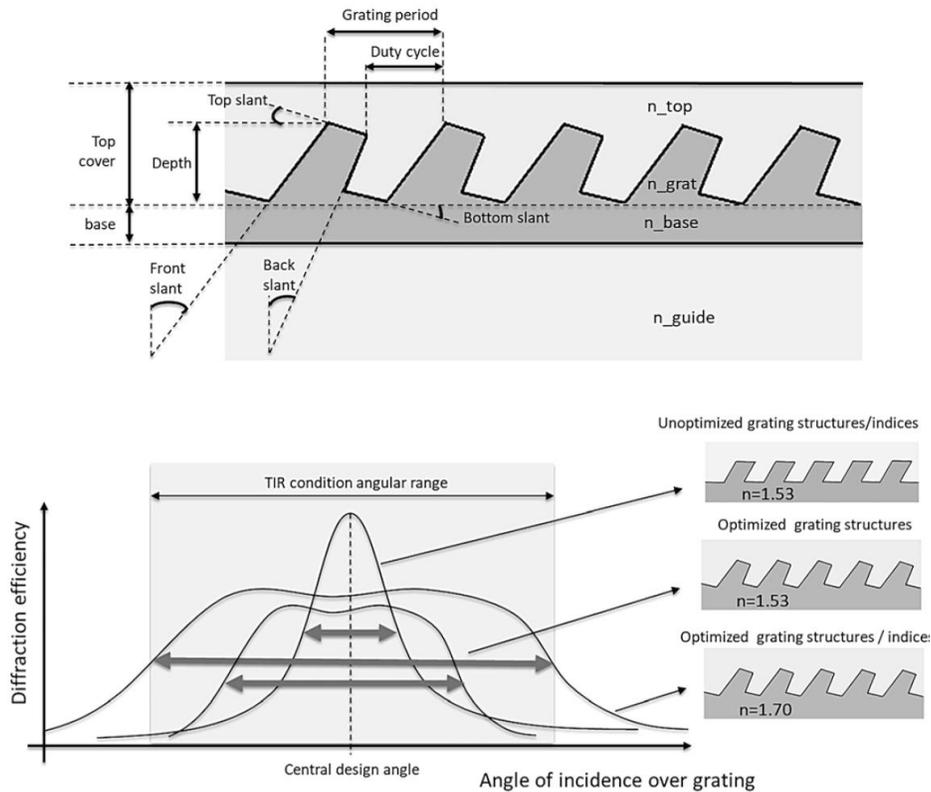


Figure I-10 : Élargissement et homogénéisation du champ visuel en fonction de l'inclinaison des dents de réseau et de son indice de réfraction [35].

Un réseau de diffraction non optimisé a une efficacité de diffraction en forme de gaussienne, possédant un pic central et une efficacité rapidement décroissante autour de ce pic. Jouer sur l'inclinaison des dents de réseau et sur l'indice de réfraction du matériau permet d'abaisser le pic d'efficacité de diffraction et de répartir son profil sur une plus large plage angulaire, ce qui a pour effet d'élargir le champ visuel et d'homogénéiser la boîte à œil. Un autre moyen d'élargir la boîte à œil consiste à introduire un gradient de profondeur de gravure. L'idée est d'étendre le profil d'efficacité de diffraction sur une plus large plage angulaire tout en réduisant l'efficacité globale du réseau. Plus le réseau est gravé profondément, plus son efficacité d'extraction est importante. Cela permet de compenser la réduction de puissance optique disponible au fur et à mesure de l'extraction de la lumière vers l'œil le long du réseau. Cette technologie utilisée dans les dispositifs Magic Leap One et HoloLens 2 (voir Figure I-11) permet d'augmenter considérablement la boîte à œil.

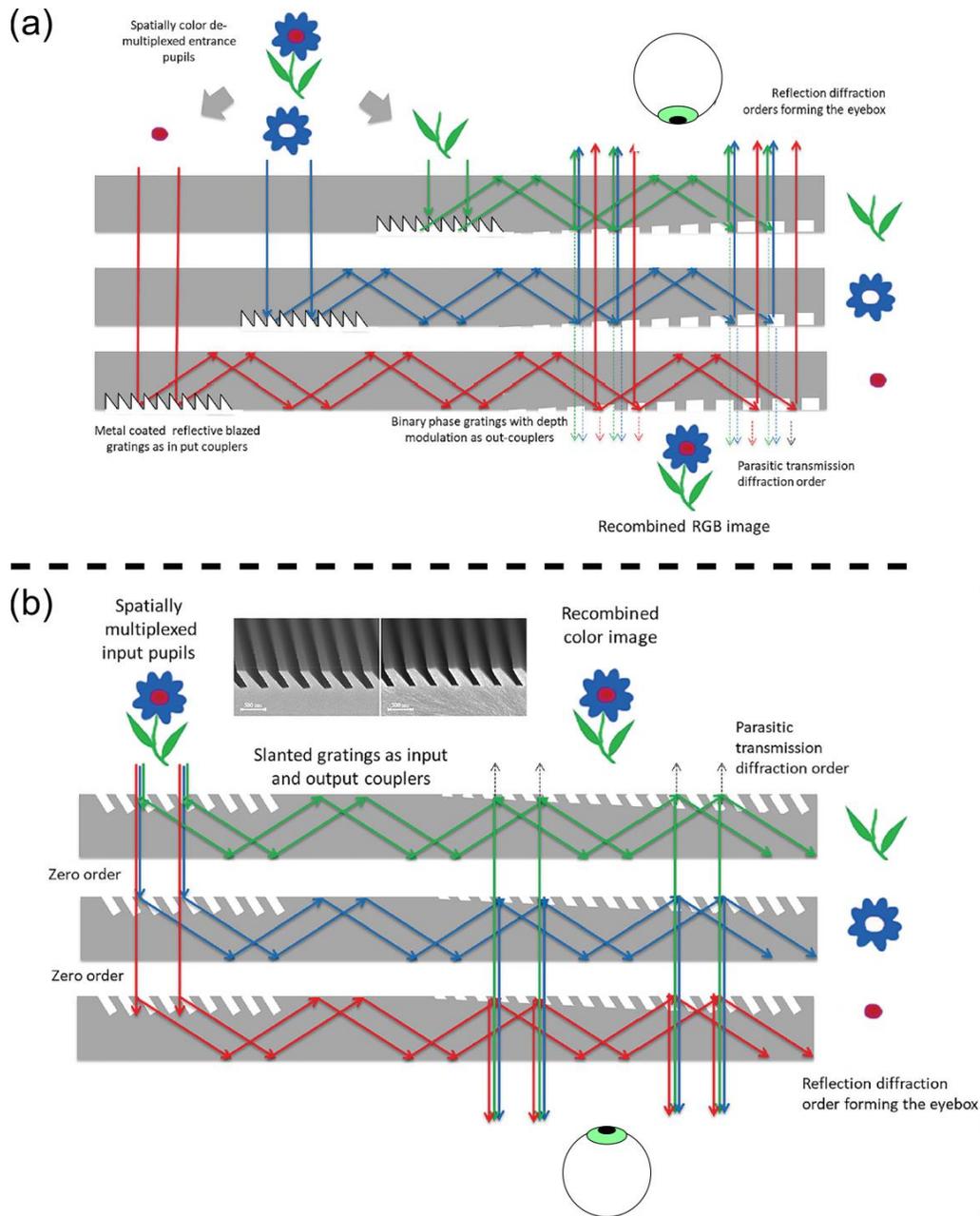


Figure I-11 : Principe de fonctionnement des combineurs optiques utilisés dans les visiocasques de réalité mixte (a) Magic Leap One et (b) HoloLens 2. Figures empruntées de la référence [35].

Ces deux exemples de combineurs utilisent un empilement de trois guides d'onde, une pour chaque couleur primaire. Ainsi, la formation globale de l'image n'est pas affectée par la dépendance en longueur d'onde du réseau car chaque couleur primaire est extraite par un réseau optimisé à la bonne longueur d'onde. Dans le cas de Magic Leap One, l'image à projeter est divisée suivant les trois couleurs primaires puis introduite dans le guide par des réseaux échelonnés revêtus d'une couche métallique. Les réseaux d'insertion ne sont pas alignés, afin d'éviter toute obstruction ou perturbation pour les faisceaux correspondant aux autres couleurs. La lumière guidée est ensuite extraite par les réseaux à profondeur de gravure variable et superposés, de sorte que l'image soit

exactement recombinaison au niveau de l'œil. Dans le cas des lunettes HoloLens 2, l'image n'est pas démultiplexée comme pour le cas de Magic Leap One : les réseaux d'insertion inclinés sont superposés les uns par rapport aux autres. Pour chaque couleur primaire guidée, l'ordre 0 des faisceaux correspondant aux couleurs primaires suivantes n'est pas affecté grâce à l'inclinaison du réseau de diffraction [35].

Malgré la réduction significative du facteur de forme permise par les combineurs à guides d'onde, leur fonctionnement reste conditionné par l'utilisation d'éléments optiques macroscopiques conventionnels, tels que les micro-écrans, des lentilles de collimation et éventuellement des miroirs. Dans ce contexte, le CEA-Leti a proposé il y a quelques années un concept innovant de lunettes de réalité augmentée utilisant le phénomène dit « d'auto-focalisation » pour projeter des images sur la rétine de l'utilisateur. Le concept proposé, nommé « projection rétinienne » a vocation à s'affranchir des éléments d'optique conventionnels. Dans la section suivante, le concept de projection rétinienne est exposé, ainsi que les problématiques qu'il soulève.

## I.2 La projection rétinienne au CEA-Leti

### I.2.1 Vue d'ensemble

Le concept de projection rétinienne proposé au CEA-Leti vise à concevoir des lunettes de réalité augmentée plus compactes et esthétiques que l'état de l'art, en se rapprochant d'un modèle de lunettes de prescription. Une vue d'artiste illustrant ce concept est montrée sur la Figure I-12.

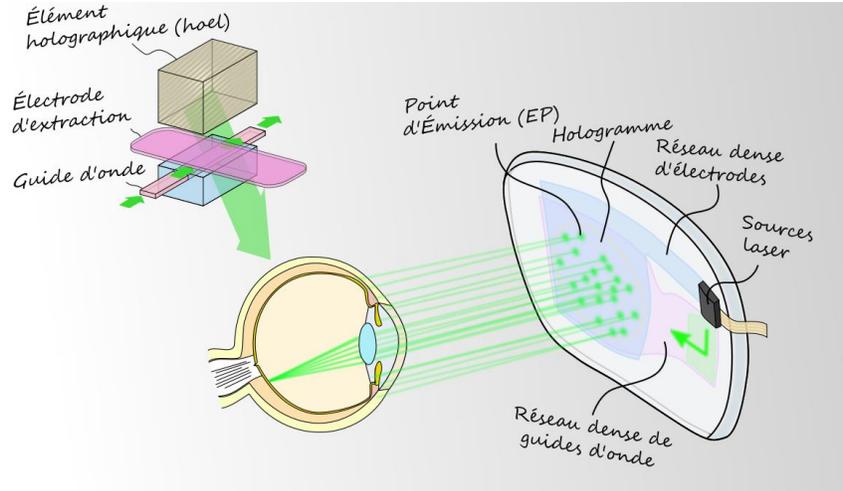


Figure I-12 : Vue d'artiste décrivant le concept de la projection rétinienne avec une description de l'élément actif d'extraction de la lumière.

Des sources lumineuses (typiquement des micro-lasers) couplent de la lumière à la longueur d'onde de 532 nm dans un circuit composé d'une distribution dense de guides d'onde. Celle-ci achemine la lumière vers une zone de projection où des points lumineux sont émis avec une répartition aléatoire. Par la suite, j'utilise le terme « point d'émission » (PE) pour me référer à un point lumineux émis sur la surface de la zone de projection, et « distribution de points d'émission » (DPE) pour me référer à l'ensemble des points d'émission générés au même moment. Les points

d'émission sont localisés au niveau de croisements entre les guides d'onde et des électrodes d'activation. Une fois les PE générés, ils interagissent avec une couche d'hologrammes pixélisés permettant d'ajuster leur phase et leur direction d'émission de sorte que l'ensemble des PE forment un faisceau composite plan en direction de l'œil, reproduisant l'effet d'une image placée loin d'un observateur. Un pixel est ainsi formé sur la rétine par auto-focalisation du faisceau incident en utilisant le système optique naturel de l'œil.

Contrairement aux combineurs optiques à guides d'onde dans lesquels l'intégralité de l'image est guidée, étendue et projetée vers l'œil, l'approche par auto-focalisation implique de ne former l'image que sur la rétine et de manière séquentielle en mettant à profit la persistance rétinienne et visuelle. Une comparaison entre combineur à guide d'onde et écran par auto-focalisation est illustrée sur la Figure I-13.

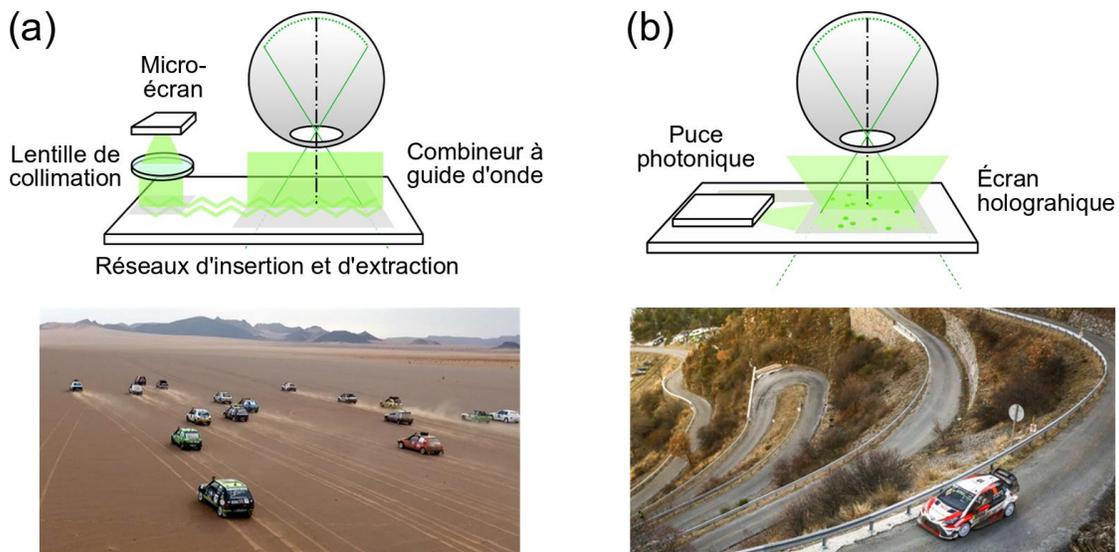


Figure I-13 : Comparaison entre le fonctionnement (a) d'un combineur à guide d'onde et (b) d'un écran holographique par auto-focalisation. Ces deux principes de fonctionnement sont respectivement imagés par un ensemble de véhicules circulant sur une surface étendue et un véhicule évoluant sur un chemin étroit mais localisé dans l'espace. Dans les deux cas, la surface parcourue est importante, mais la solution (b) permet un meilleur contrôle spatial de la lumière guidée en comparaison à la solution (a).

Le cas du combineur fait intervenir le guidage de la lumière sur une surface étendue définie par celle du guide planaire. Par analogie, on peut l'assimiler à un ensemble de voitures évoluant dans la même direction sur une surface plane et étendue. D'un autre côté, l'approche par auto-focalisation nécessite de générer un ensemble de points d'émission localisés sur la surface de l'écran, ce qui nécessite de concevoir un circuit composé de nombreux guides d'onde aux dimensions relativement restreintes (à l'image d'une route étroite et sinueuse). La solution envisagée pour le projet est celle d'un circuit de photonique intégrée (PIC – Photonic Integrated Circuit), lequel est plus amplement abordé dans la section I.3 et dans le reste du manuscrit.

## I.2.2 Auto-focalisation et distribution aléatoire

L'auto-focalisation est la solution alternative à une lentille de collimation pour focaliser le signal sur la rétine. Cet effet met en jeu un phénomène d'interférences entre les faisceaux de multiples sources cohérentes conduisant à la formation d'un pixel localisé au niveau de la rétine, que l'on nomme « spel » [40], [41]. Cela reproduit la configuration de vision d'un point positionné à « l'infini » d'un observateur. Sur la Figure I-14 sont représentées deux configurations possibles de DPE : périodique et aléatoire.

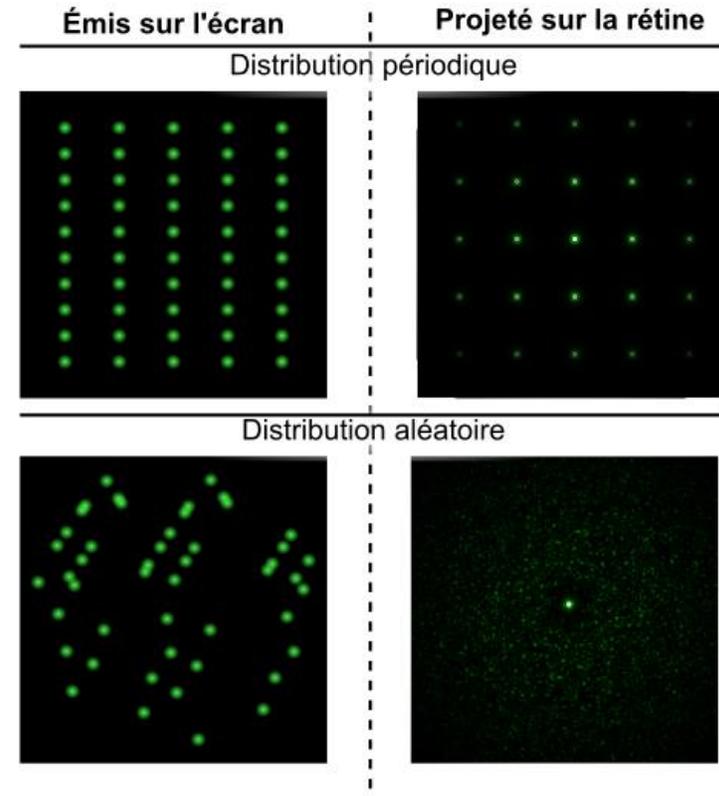


Figure I-14 : Représentation visuelle de l'effet d'auto-focalisation sur la rétine en fonction de la répartition périodique ou aléatoire des points d'émission sur le projecteur.

La distribution périodique des PE est la configuration la plus simple à mettre en œuvre ; toutefois, elle n'est pas adaptée à la formation de spels car elle conduit à une réplique du point image central sur la rétine, ce qui, par extension, conduirait à une réplique de l'image toute entière. Une distribution aléatoire ou quasi-aléatoire des PE se traduit par des interférences destructives excepté à l'ordre zéro où se trouve le spel central. Cela permet d'éliminer les répliques dues aux ordres de diffraction en les noyant dans un bruit de fond. L'introduction de DPE aléatoires a d'importantes implications sur l'architecture à concevoir pour adresser ces points. Elle a également amené notre équipe à définir des modèles spécifiques de guides et d'électrodes [42] afin de non seulement rompre la périodicité de la grille guides-électrodes au niveau du projecteur, mais aussi d'augmenter au maximum le nombre de points d'émission. Ce dernier aspect est en lien avec une problématique de densification qui a été l'un des enjeux de mon travail de thèse.

### I.2.3 Problématique de densification

La qualité d'image est étroitement liée à la densité des points d'émission pouvant être générés sur la surface du projecteur. L'image projetée sur la rétine est liée à la transformée de Fourier de la DPE générée sur le projecteur pour une pupille donnée. Cela implique que, dans le cas d'une distribution périodique, plus les points d'émission sont éloignés, plus l'image projetée sur la rétine est répliquée. À l'inverse, plus les points d'émission sont densément répartis sur le projecteur, plus les ordres de diffraction sont éloignés, ce qui permet aussi de diminuer leur nombre sur la rétine pour tendre à ne conserver que la tache centrale. La densité de PEs est également un atout vis-à-vis de la qualité d'image : plus les points d'émission attribués à la définition d'un spel sont nombreux et plus la qualité dudit spels est élevée. Dans ce cas, le nombre de spels affichables est forcément réduit car il reste moins de PEs disponibles pour former d'autres spels. Cela conduit à une baisse de résolution de l'image globale. Ce constat, nommé « conflit résolution-netteté », a été introduit dans les travaux de thèse de Vladimir Krotov [43] et traité plus en détails dans la thèse de Fabian Rainouard [44]. Les effets respectifs de la densification et de l'introduction d'une distribution aléatoire sont illustrés schématiquement sur la Figure I-15.

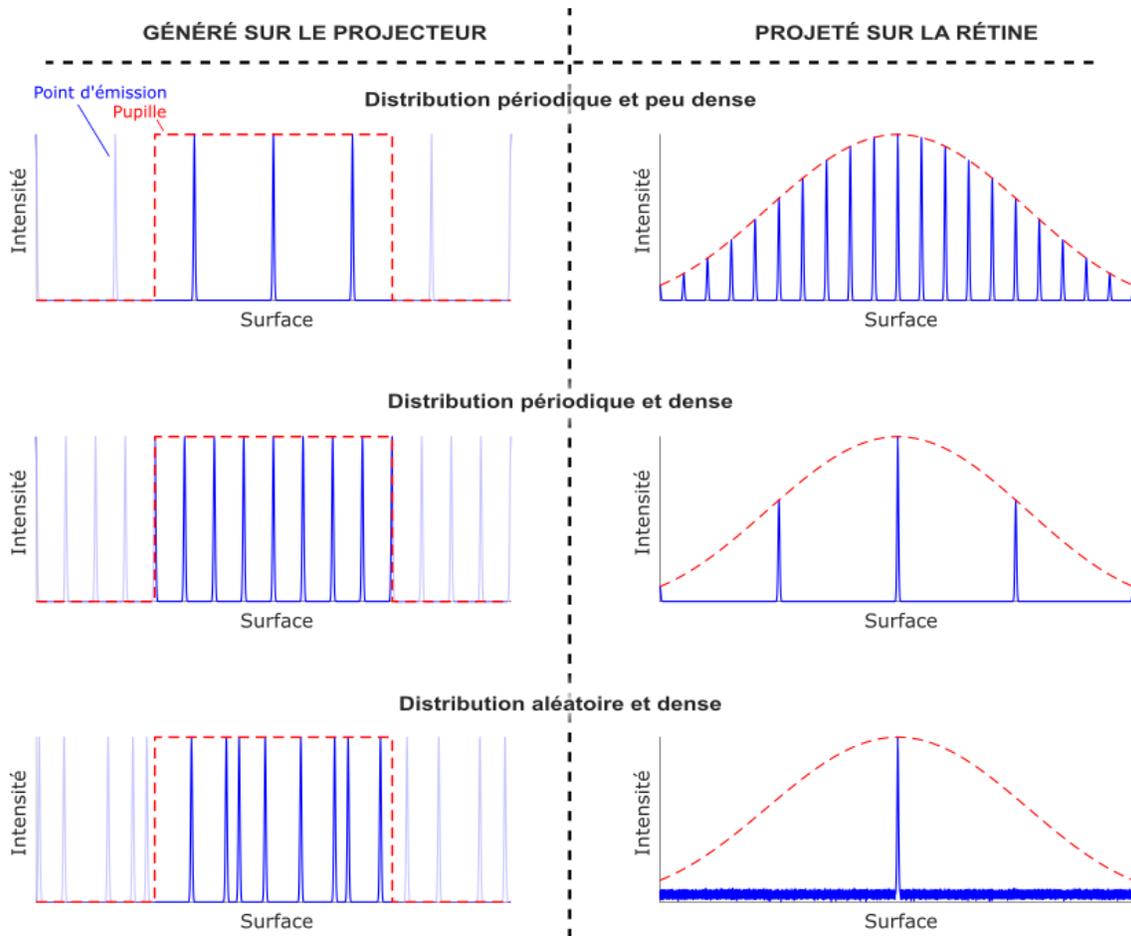


Figure I-15 : Représentation schématique de l'effet de la densification d'une DPE sur l'image projetée, dans le cas périodique et aléatoire.

Pour l'approche d'auto-focalisation, il est donc important d'allier densité et aléatoire au niveau de la projection des points d'émission, ce qui se répercute directement sur la complexité du circuit d'adressage à concevoir. La Figure I-16 en illustre les conséquences sur le circuit photonique d'adressage. Ce schéma, bien que non représentatif du circuit de routage élaboré au cours de cette thèse, permet de donner une idée de la complexité du circuit qui devra entre autres inclure des divisions, des croisements et des courbures relativement serrées sur les guides.

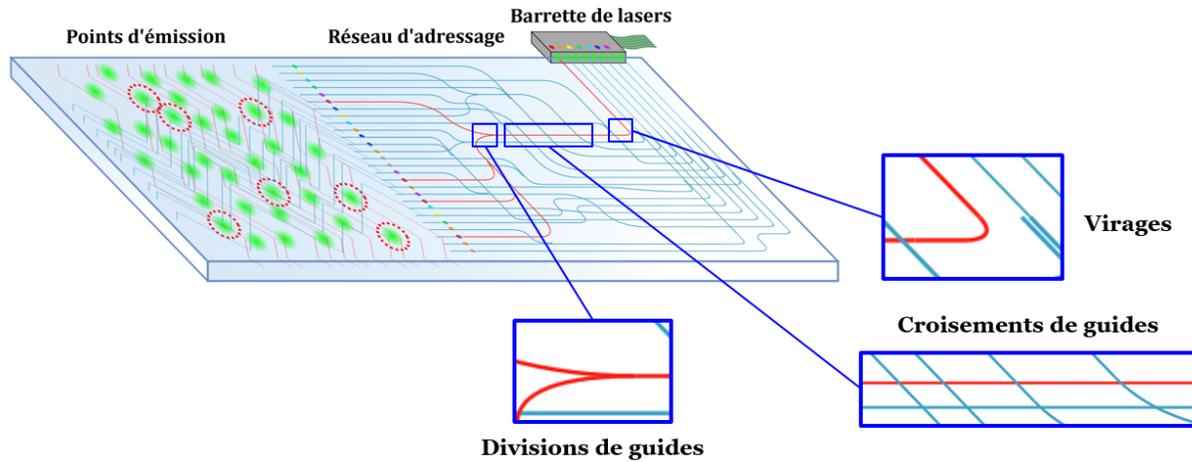


Figure I-16 : Schéma représentant un circuit complexe de routage photonique pour l'adressage de points répartis densément et aléatoirement.

Le besoin de densité dans notre projet justifie aussi de recourir à la photonique intégrée pour l'élaboration du circuit d'adressage, de par sa grande capacité d'intégration et son fort potentiel de miniaturisation des composants. Dans la partie suivante, j'aborde des notions générales de photonique intégrée et présente un état de l'art des architectures photoniques denses dans le domaine du visible et du proche infrarouge.

## I.3 Photonique intégrée dans le visible et proche infrarouge

### I.3.1 Généralités

La photonique intégrée s'est développée conjointement à la micro-électronique au cours des années 1960, avec la vision de concevoir des circuits monolithiques et de les densifier en les miniaturisant. Les deux technologies utilisent les mêmes procédés de micro-fabrication en salle blanche. Si depuis son apparition la micro-électronique a connu un essor considérable, il n'en a pas été de même pour la photonique intégrée jusqu'à il y a environ une décennie [45]. Néanmoins, face au besoin grandissant de capacités de traitement et de transmission de données, et devant les limites de la micro-électronique à y répondre via la transmission d'un signal électrique, l'intérêt s'est de nouveau porté vers la photonique intégrée, notamment pour sa capacité à véhiculer une grande quantité de données à très haut débit.

Dans le cas des combineurs évoqués dans la section précédente, le guidage se fait par réflexions totales internes (RTI) avec un confinement de la lumière dans une dimension seulement. En photonique intégrée, la lumière est confinée dans une dimension supplémentaire. De même que pour les combineurs, il est nécessaire que l'indice de réfraction du guide soit supérieur à celui du milieu environnant pour que le guidage de la lumière puisse se faire. La structure typique d'un guide d'onde utilisé en photonique intégrée est représentée sur la Figure I-17 avec des valeurs standard d'indices de réfraction rencontrés en technologie sur silicium. Les notions physiques relatives au guidage optique sont détaillées dans le Chapitre II de ce manuscrit.

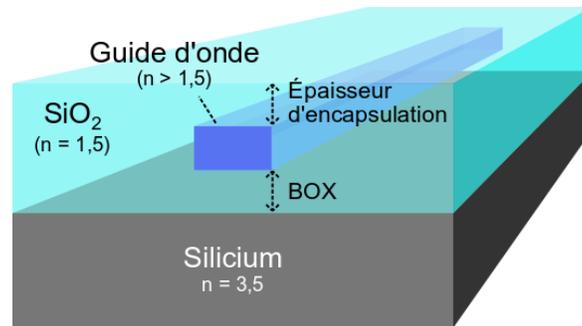


Figure I-17 : Schéma de la structure en coupe d'un guide d'onde typique d'un circuit de photonique intégrée, comprenant un substrat de silicium et une couche d'encapsulation en SiO<sub>2</sub>. L'acronyme BOX (Buried Oxide) se réfère à la couche d'oxyde séparant le guide du substrat de silicium.

En technologie CMOS, le guide d'onde est généralement fabriqué sur un substrat de silicium (Si) et est encapsulé dans une couche protectrice de silice (SiO<sub>2</sub>). Un espacement suffisant doit être prévu entre le guide d'onde et le substrat de silicium à haut indice de réfraction afin d'éviter le déconfinement du signal optique du guide vers le substrat. Le silicium, au cœur du procédé de fabrication CMOS, est majoritairement utilisé en photonique intégrée grâce à des propriétés très intéressantes, comme par exemple :

- sa grande abondance sur Terre.
- son indice de réfraction élevé (autour de 3,5 à la longueur d'onde de 1,45  $\mu\text{m}$  à la température de 20°C [46]) offrant un fort contraste d'indice avec l'air ou le verre pour un confinement optimal de la lumière.

Le silicium est transparent dans le domaine spectral infrarouge mais opaque dans le domaine visible. La Figure I-18 montre les données de coefficients d'absorption du silicium d'après les travaux de Green sur les propriétés du silicium pour son application dans les cellules solaires photovoltaïques [46].

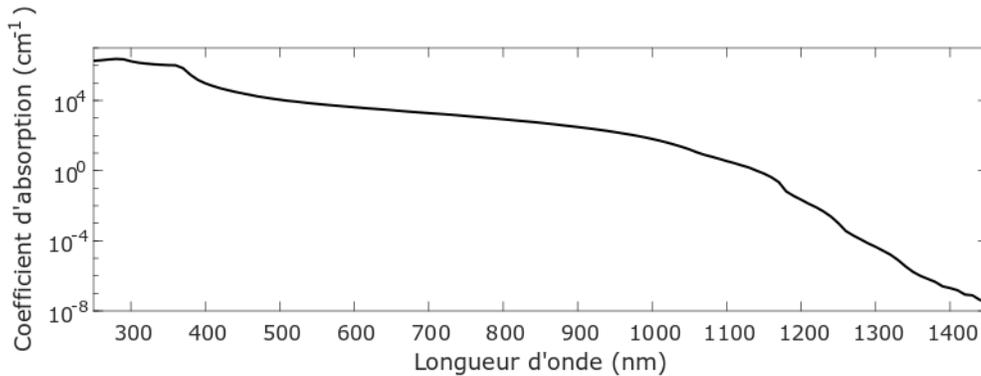


Figure I-18 : Coefficient d'absorption du silicium dans le domaine visible et proche infrarouge [46].

L'absorption du silicium augmente de plusieurs ordres de grandeur en-deçà de  $1\ \mu\text{m}$  de longueur d'onde. Le Si est donc opaque dans le domaine visible et n'est pas approprié pour des applications liées à la réalité augmentée. Il est en revanche un matériau de choix pour les applications utilisant le proche infrarouge telles que les télécommunications [47] (où les longueurs d'onde utilisées sont généralement autour de  $1,3\ \mu\text{m}$  ou  $1,55\ \mu\text{m}$ ), ou encore pour les antennes à réseaux de phase (OPA – Optical Phased Array) pour les systèmes LiDAR [48]. Avec l'essor de la photonique intégrée, les perspectives de nouvelles applications se sont multipliées, notamment dans le domaine des capteurs [49], [50] ce qui a conduit à s'intéresser à d'autres domaines spectraux comme le visible [51], [52] voire l'ultraviolet (UV) [53]. En conséquence, il a aussi fallu trouver de nouveaux matériaux de guidage permettant un contraste d'indice suffisant avec l'air ou le verre tout en conservant une compatibilité avec le procédé de fabrication CMOS.

### I.3.2 Nitrure de silicium

Le nitrure de silicium (de formule chimique  $\text{Si}_3\text{N}_4$  mais noté SiN dans la suite du manuscrit) est un excellent candidat pour la photonique intégrée dans le domaine visible. Ce matériau a un indice de réfraction proche de 2 à la longueur d'onde de  $532\ \text{nm}$ , permettant ainsi un contraste d'indice autour de 0,5 s'il est encapsulé dans du verre. Cela permet un confinement suffisant de la lumière dans le guide pour concevoir des circuits compacts. En effet, plus le contraste d'indice du guide avec son milieu environnant est faible, plus le confinement de la lumière est faible, ce qui amoindrit les possibilités de densification et d'intégration de composants. Suivant le domaine spectral visé, les matériaux à forts indices comme le Si ou le SiN sont donc préférables pour concevoir des circuits denses.

Le nitrure de silicium utilisé dans cette thèse a un indice de réfraction proche de 2 à la longueur d'onde de  $532\ \text{nm}$ . Toutefois, celui-ci varie légèrement suivant la méthode de dépôt utilisée. Il est en général plus élevé avec un dépôt LPCVD (Low-Pressure Chemical Vapour Deposition) qu'avec un dépôt PECVD (Plasma-Enhanced Chemical Vapour Deposition). Le nitrure de silicium a un coefficient d'extinction considéré quasi-nul dans le domaine visible, ce qui assure une très bonne transparence. Cela en fait un matériau de choix pour la fabrication de circuits de photonique intégrée pour le visible et le proche infrarouge.

### I.3.3 État de l'art des circuits de routage photonique

Comme en micro-électronique où l'on tend à augmenter la densité de transistors, on cherche également à augmenter l'intégration de composants sur une puce photonique. Cela engendre une problématique de densification, particulièrement prégnante sur les circuits de routage à grande échelle. Cette problématique doit prendre en compte :

- le rapprochement des guides d'onde entre eux, qui pourrait générer une diaphonie de signal entre les guides et donc des pertes optiques.
- le rayon de courbure des virages qui doit être adapté pour garantir une bonne compacité tout en limitant les pertes optiques, contrairement à la micro-électronique où des virages serrés et à faibles pertes sont possibles.
- les croisements de guides d'onde qui peuvent être réalisés sur une ou deux couches de circuits, contrairement à la micro-électronique où tout contact créerait un court-circuit et une perte totale du signal utile.

Dans les sous-parties qui suivent, je présente un état de l'art des architectures de routage en photonique intégrée, en exposant les stratégies de routage employées pour chercher à optimiser l'intégration de composants.

#### I.3.3.1 Routage actif

Les architectures de routage actif permettent de contrôler dynamiquement le chemin emprunté par la lumière. En photonique intégrée, cette fonction peut s'effectuer à l'aide d'interrupteurs à base d'interféromètres, équivalents aux fonctions réalisées par des transistors en microélectronique. L'équipe de Konoike *et al.* [54] fait partie des équipes de recherche travaillant sur des architectures denses de routage actif utilisant les interrupteurs photoniques : un exemple de leur travail est montré sur la Figure I-19 (a). Les auteurs ont fait le choix d'une structure sur deux niveaux de guides d'onde. En effet, l'intégration de composants sur un seul niveau peut sérieusement limiter les capacités de routage, notamment en termes de densité de composants et de pertes optiques.

Sur la structure  $4 \times 4$  (4 entrées et 4 sorties) montrée sur la Figure I-19 (a), chaque voie d'adressage peut être changée dynamiquement sur l'une des quatre sorties. Sur chaque voie, un pont en SiN permet d'éviter les croisements sur un même plan avec les guides en Si, réduisant ainsi la diaphonie de signal entre les voies. Comme décrit sur la Figure I-19 (b), les largeurs des guides d'onde Si et SiN sont localement réduites au niveau de la transition inter-couche afin de déconfiner la lumière et de favoriser le couplage du signal sur l'autre couche. Les largeurs respectives des guides d'onde doivent être choisies de manière à ce que les modes de propagation soient en phase pour maximiser le transfert de puissance d'une couche à l'autre. Ce point est abordé avec plus de détails dans le Chapitre II de ce mémoire.

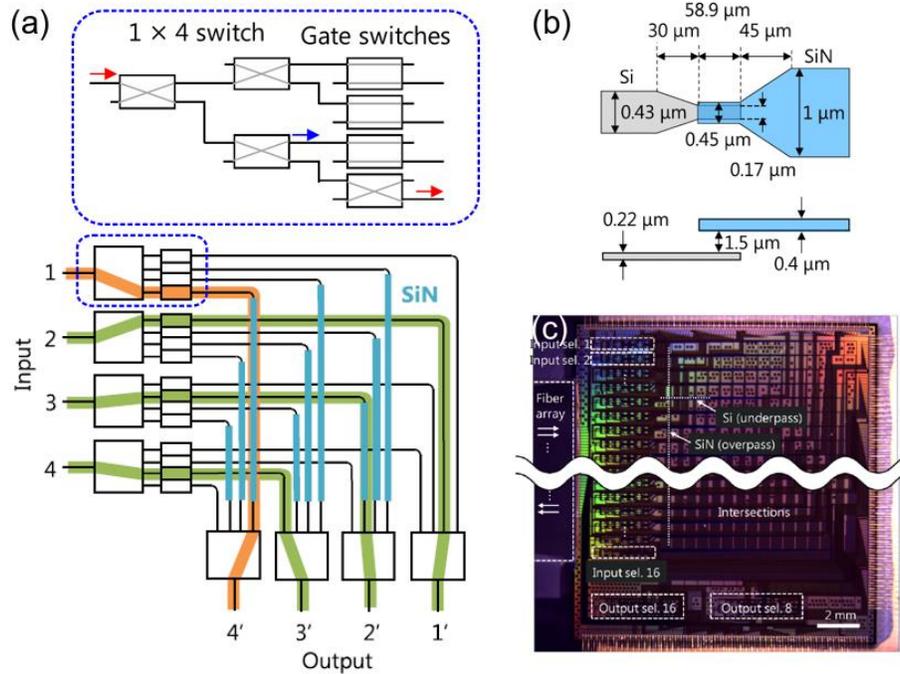


Figure I-19 : (a) Illustration du principe de fonctionnement d'une architecture  $4 \times 4$  comprenant un total de 16 interrupteurs photoniques composés d'interféromètres de Mach-Zehnder actifs. (b) Schéma en vue du dessus de la transition inter-couche Si vers SiN. (c) Photographie d'un échantillon de circuit  $16 \times 16$  [54].

Les interrupteurs photoniques se composent d'interféromètres de Mach-Zehnder (MZI) actifs disposés en série et permettant de diriger dynamiquement la lumière guidée. Le MZI se compose d'un séparateur de puissance 1 vers 2, débouchant sur deux branches optiquement isolées. Ces deux branches sont recombinaées au bout d'une certaine distance de propagation. Ainsi, les deux signaux injectés sur chaque branche sont initialement en phase. Une modification de l'indice de réfraction du guide et de son milieu d'encapsulation est introduite par une électrode chauffante (effet thermo-optique). Il en résulte un déphasage entre les signaux propagés dans chaque branche, ce qui conduit à des interférences constructives ou destructives lorsqu'ils sont recombinaés. Par cet effet, il est possible de créer une fonction d'interrupteur permettant de bloquer la lumière ou de la laisser passer. Dans le cas de la Figure I-19 où la lumière est guidée des entrées n°2, 3 et 4 vers les sorties 1', 2' et 3', les auteurs annoncent une fuite de l'ordre de -50 dB (0,001%) vers la sortie n°4'. Cette valeur, très faible, démontre de remarquables capacités de routage actif avec de très faibles pertes.

### 1.3.3.2 Circuits neuromorphiques

Avec l'avènement de l'informatique quantique, l'un des principaux défis à relever est le besoin de traitement en parallèle d'une grande quantité de données, nécessitant des capacités de calcul élevées. Cela pose également des problèmes critiques d'intégration et d'encombrement des composants. Les circuits neuromorphiques, conçus par bio-mimétisme du système neuronal humain, prétendent relever ce défi. Sur ce sujet, Chiles *et al.* [55] ont élaboré une architecture photonique neuromorphique adressant 100 sorties (que les auteurs appellent « synapses ») à partir

de 10 entrées (que les auteurs appellent « neurones ») . Le circuit, construit sur deux niveaux de guides d'onde, est montré sur la Figure I-20.

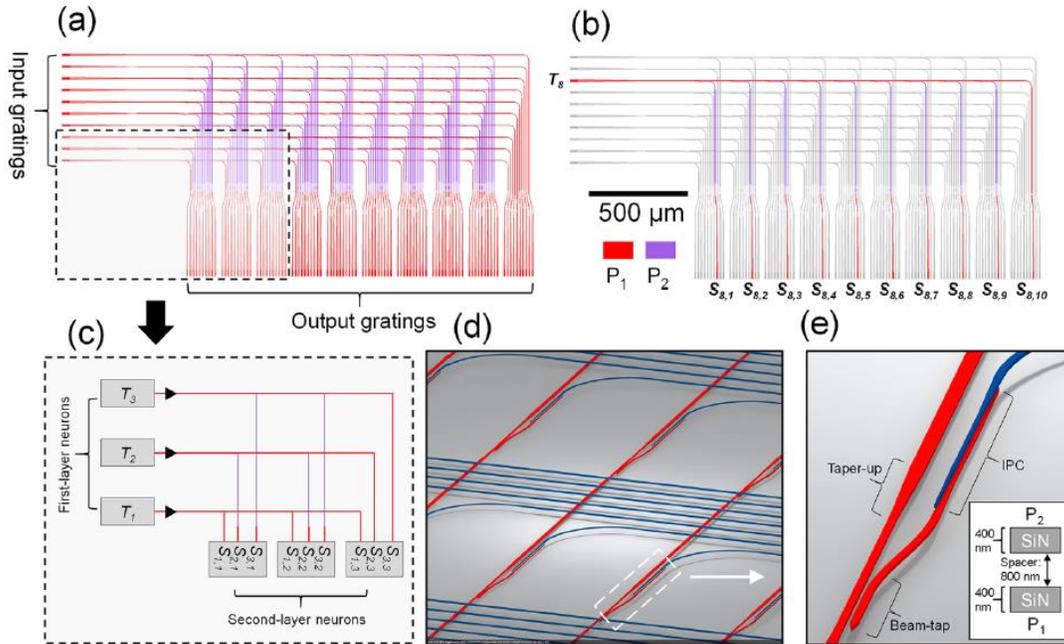


Figure I-20 : (a) Vue d'ensemble montrant schématiquement l'architecture de routage neuromorphique développée par Chiles *et al.* [55]. (b) Représentation du tracé de l'un des dix chemins d'entrée adressant 10 sorties. (c) Schéma d'adressage employé dans l'architecture neuromorphique. (d) et (e) : gros plans sur la méthode d'adressage employée, consistant à prélever une portion de la puissance lumineuse du canal principal par couplage évanescent horizontal (dans le même plan) puis par couplage évanescent vertical (inter-couche) sur le deuxième niveau de guides.

Chaque guide à gauche est un canal principal d'entrée le long duquel une partie de la lumière est extraite sur une série de dix sorties à l'aide d'un coupleur directionnel évanescent combiné à un coupleur évanescent inter-niveaux (voir Figure I-20 (d) et (e)). Chacun des dix chemins est ensuite adressé périodiquement et la lumière est de nouveau transférée sur la première couche de guides. L'utilisation d'une architecture multiniveau se justifie par le besoin d'intégration de composants sur une surface que l'on souhaite la plus petite possible. Bien qu'il est possible de réaliser des croisements de guides optimisés sur un même plan [56], les croisements multiniveaux restent largement plus intéressants du point de vue des pertes optiques et de l'encombrement.

L'utilisation des coupleurs directionnels permet de contrôler précisément la quantité de lumière prélevée. Grâce à cela, Chiles *et al.* démontrent la possibilité de réaliser une distribution de puissance gaussienne sur les guides de sortie, comme montré sur la Figure I-21. L'injection du signal est faite au moyen d'une fibre alignée sur la troisième entrée en partant du haut. La puissance extraite est visible en bas de la photographie pour chaque branche du circuit après distribution du signal.

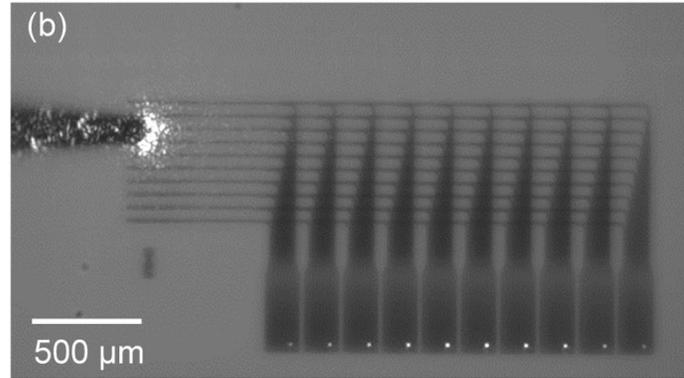


Figure I-21 : Image infrarouge du circuit neuromorphique conçu par l'équipe de Chiles *et al.* [55] et démontrant la possibilité d'adresser une distribution gaussienne sur les sorties.

### I.3.3.3 Antennes à réseaux de phase optique (OPAs)

Les antennes à réseaux de phase sont des circuits initialement employés pour les systèmes RADAR [57], avec l'objectif de former un faisceau directif en se servant du phénomène d'interférences d'ondes sphériques. Jouer sur la phase de chaque antenne permet d'incliner dynamiquement le faisceau composite, ce qui permet de s'affranchir d'éléments mécaniques pour réaliser le balayage angulaire du faisceau. La vitesse de balayage peut donc être accrue tout en évitant l'usure d'un système mécanique. Concernant le principe de fonctionnement, les antennes disposées en série émettent chacune une onde sphérique déphasée par rapport à l'autre. Leur figure d'interférences permet de reconstituer un faisceau directif plan avec un angle d'émission contrôlé [58], comme montré sur la Figure I-22.

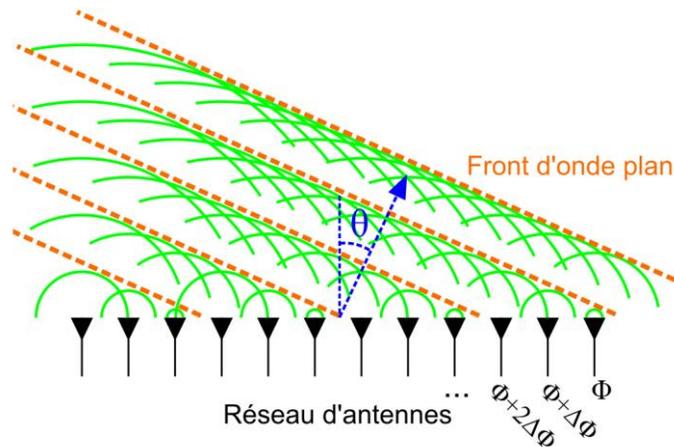


Figure I-22 : Illustration du principe de fonctionnement d'un réseau d'antennes à commande de phase.

À cause des interférences, le faisceau en champ lointain fait généralement apparaître un lobe principal (celui que l'on souhaite conserver) et des lobes secondaires que l'on souhaite généralement éliminer en en réduisant l'intensité par rapport au lobe principal ou bien en les éloignant suffisamment de ce dernier. Rajouter des antennes au réseau de phase permet à la fois d'atténuer l'intensité des lobes secondaires et d'améliorer la directivité du faisceau principal [59].

Pour certaines applications où une bonne directivité du faisceau est requise (comme les pour l'automobile), un OPA peut compter jusqu'à 1000 antennes ou plus [60]. Cela peut donc requérir des densités de composants relativement élevées.

L'émergence d'applications à des longueurs d'onde toujours plus réduites a accompagné le développement des antennes à réseaux de phase optiques (OPA – Optical Phased Array), dont l'une des premières publications remonte à 1996 [61]. Contrairement aux réseaux de phase classiques utilisant les micro-ondes, les OPA fonctionnent dans le proche infrarouge, ce qui permet d'augmenter la résolution obtenue sur un objet à détecter ou une surface à cartographier, aux dépens de la portée de détection. Aujourd'hui, l'OPA est un sujet de recherche important en photonique intégrée, principalement pour les systèmes LiDAR (Light Detection and Ranging) utilisés par exemple pour des détecteurs embarqués dans les voitures [60], [62]. Parmi les acteurs de la recherche sur les LiDAR, l'équipe de Sun *et al.* [63] a mis au point une architecture dense d'antennes photoniques à réseaux de phase disposées en matrice. L'architecture photonique sur silicium consiste en une grille de  $64 \times 64$  antennes couvrant une surface de moins de  $10 \text{ mm}^2$ . Les deux principaux circuits proposés, passif et actif, sont représentés sur Figure I-23 (a) et (b).

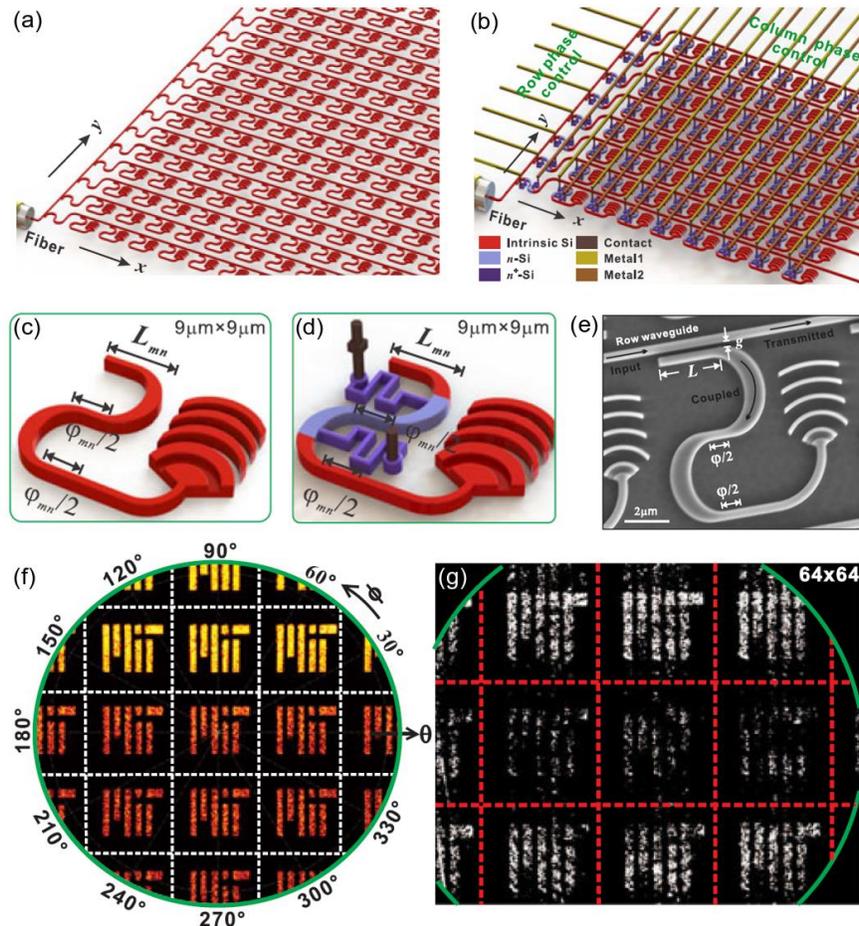


Figure I-23 : (a) – (e) Les architectures photoniques d'antennes à réseaux de phases présentée par Sun *et al.* [63]. (a) et (b) : circuits passif et actif avec leurs cellules unitaires respectives montrées en (c) et (d). (f) et (g) : Exemple d'image en champ lointain obtenue (f) par simulation d'une grille de  $64 \times 64$  et (g) par mesures expérimentales sur une grille de  $64 \times 64$  à  $1,55 \mu\text{m}$  de longueur d'onde.

Une fibre introduit de la lumière dans le guide d'onde principal, duquel une partie de la puissance optique est successivement prélevée par couplage évanescent pour alimenter les différentes lignes (similairement à la méthode employée par Chiles *et al.*). La lumière contenue dans chaque ligne est ensuite dirigée vers différentes cellules unitaires contenant une fonction de déphasage et une antenne matérialisée par un réseau de diffraction. Les deux types de cellules unitaires, passives et actives, sont montrées sur la Figure I-23 (c) et (d). Dans le premier cas, le déphasage est assuré par le chemin optique choisi ; dans le second cas il est assuré par l'application d'une tension sur une portion du chemin où le silicium a été dopé N. Cela a pour effet de modifier localement l'indice effectif et donc le chemin optique. L'OPA présenté par Sun *et al.* permet de projeter en champ lointain des images statiques ou dynamiques suivant le fonctionnement passif ou actif de l'OPA. La Figure I-23 (f) montre l'image du logo MIT simulé en champ lointain ainsi que l'image mesurée expérimentalement sur la Figure I-23 (g).

Comme pour la plupart des OPA actuels, les antennes sont disposées de manière périodique ; néanmoins, il existe aussi dans la littérature des exemples d'OPAs incluant une disposition aléatoire d'antennes, comme présenté par Fatemi *et al.* [64] et montré ici sur la Figure I-24.

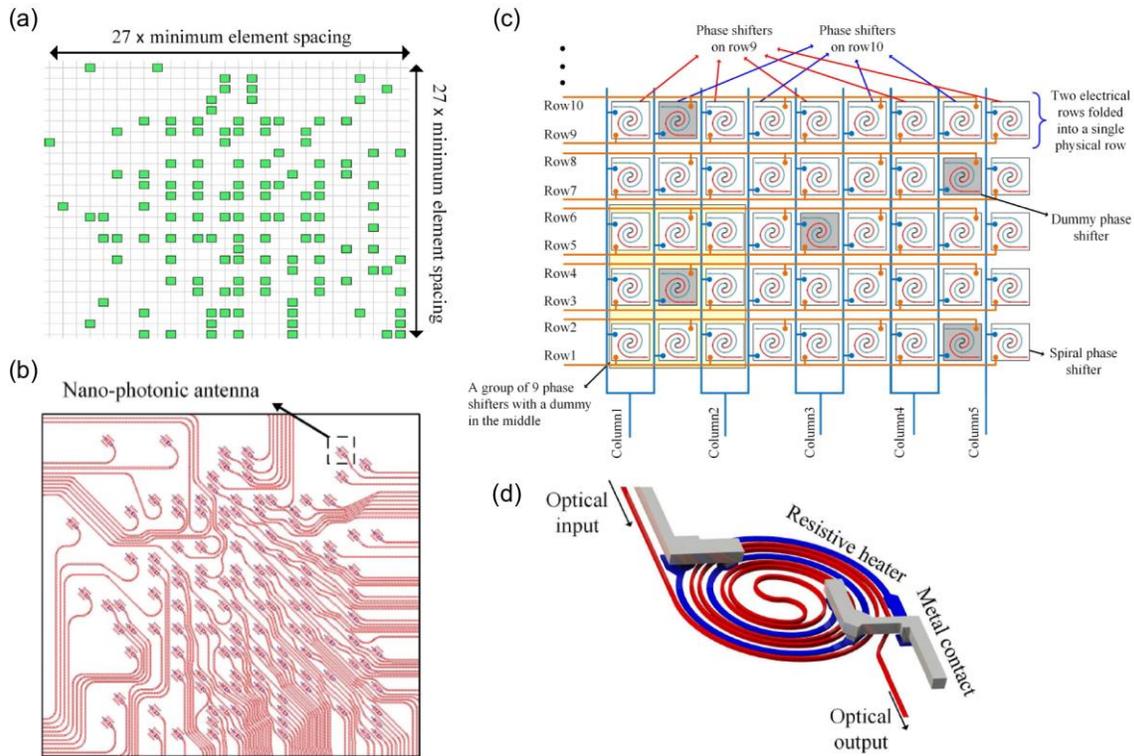


Figure I-24 : (a) Répartition aléatoire de 128 points d'émission sur une grille de  $27 \times 27$  éléments, assurée par le réseau d'antennes photoniques montré en (b). (c) Grille de  $9 \times 5$  modulateurs de phase composés chacun d'un guide courbé en forme de spirale et d'une chaufferette résistive permettant de moduler l'indice de réfraction ; un modulateur individuel est schématisé en (d) [64].

La distribution aléatoire du réseau d'antennes a été déterminée à partir d'algorithmes génétiques, en prenant comme figures de mérite la densité d'antennes, le niveau d'intensité moyen et maximal des lobes secondaires ainsi que la largeur du faisceau principal. Les Figure I-24 (a) et

(b) montrent le cas d'un réseau de phase à 128 antennes. Les auteurs démontrent également une architecture à plus grande échelle, comptant un total de 11 664 antennes réparties arbitrairement sur une grille de  $108 \times 108$  éléments, leur permettant d'atteindre un niveau de maximal de -19 dB sur les lobes secondaires. La modulation de phase, quant à elle, est réalisée à partir d'une grille de  $9 \times 5$  modulateurs de phase utilisant une chaufferette résistive.

L'OPA permet de contrôler la forme d'un faisceau par la répartition de ses antennes et de commander l'angle d'émission par la modulation de phase. Cependant, la plage angulaire accessible est limitée par la diffraction, dans ce qu'on appelle un « cône de diffraction ». Celui-ci est modulable en fonction des paramètres de l'OPA et peut être augmenté en supprimant les lobes secondaires. Fatemi *et al.* atteignent une plage angulaire maximale de  $16^\circ$  dans les deux dimensions, ce qui est un ordre de grandeur plus élevé que l'état de l'art cité par les auteurs [65], [66]. Une des solutions utilisées dans le projet de projection rétinienne au CEA-Leti pour s'affranchir de cette limite angulaire est l'holographie, où l'angle d'émission dépend de celui entre le faisceau objet et le faisceau de référence avec lequel l'hologramme est enregistré. La plage angulaire est donc théoriquement moins restreinte qu'avec un OPA.

### 1.3.3.4 Projecteurs proches de l'œil

J. Notaros *et al.* [67], de la même équipe du MIT que Sun *et al.*, ont repris les principes de l'OPA pour l'adapter dans le domaine visible aux projecteurs proche de l'œil pour la réalité augmentée. La Figure I-25 présente l'un de leurs premiers circuits fonctionnant dans le visible, à la longueur d'onde de 632,8 nm.

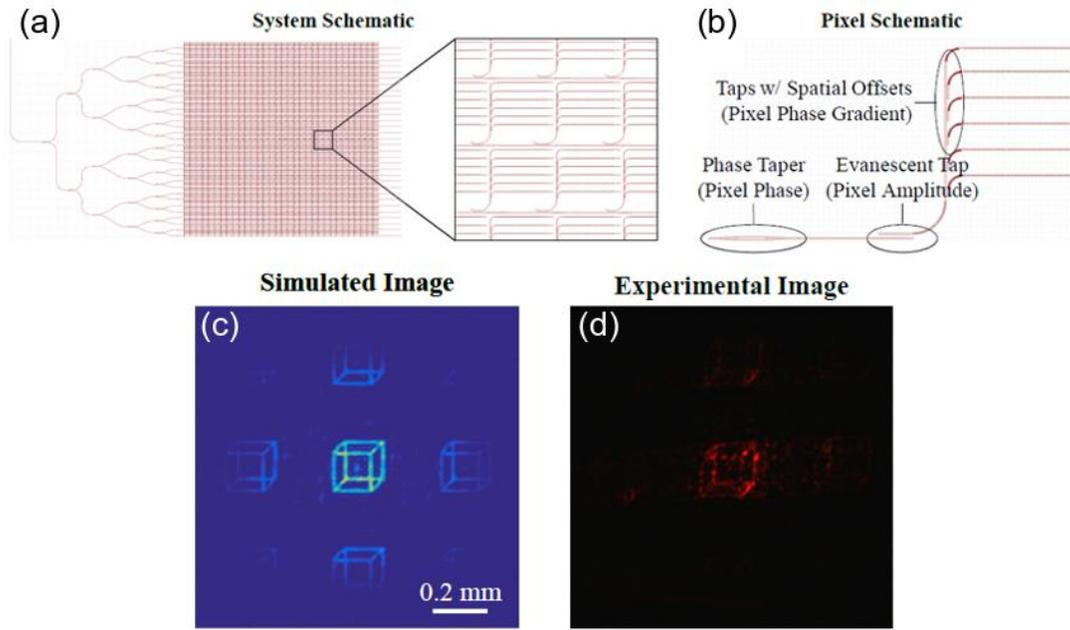


Figure I-25 : (a) Projecteur photonique présenté par J. Notaros *et al.* [67] reprenant le principe de fonctionnement de l'OPA. Celui-ci se compose d'une grille d'unités de pixels représentés en (b) et se composant d'une série de six antennes. Comme preuve de concept, l'image d'un cube est représenté, lequel est obtenu (c) par simulation et (d) expérimentalement.

L'entrée principale du circuit est divisée par un arbre de diviseurs de guides à 5 étages en 32 canaux espacés de  $32 \mu\text{m}$  et adressant chacun 32 pixels. Cela définit un projecteur d'une résolution de  $32 \times 32$  pixels. Chaque pixel se compose d'une zone de déphasage assurée par un élargissement local du guide, et d'un coupleur évanescent permettant de prélever une portion de la puissance optique qui est ensuite acheminée vers une série de 6 antennes à gradient de phase (voir Figure I-25 (b)). Sur la Figure I-25 (c) et (d), on montre l'image simulée et mesurée expérimentalement à l'aide d'un système optique émulant le fonctionnement de l'œil à une distance similaire à celle d'un dégagement oculaire typique obtenu avec des lunettes de prescription classiques. Bien que l'image affichée soit relativement fidèle à celle simulée, on se rend compte qu'il est encore compliqué d'obtenir avec la photonique intégrée une qualité d'image qui soit aussi bonne qu'avec un combineur optique à guide d'onde. Toutefois, le circuit photonique présenté par J. Notaros *et al.* est un premier circuit passif d'essai. Il a vocation à évoluer vers des fonctions d'extraction active et vers une intégration de pixels plus poussée afin d'obtenir une meilleure résolution d'image. Dans cette dynamique, M. Notaros *et al.* ont présenté plus récemment un système de modulateurs de phase à base de cristaux liquides [68].

### I.3.3.5 Contexte des travaux sur la projection rétinienne

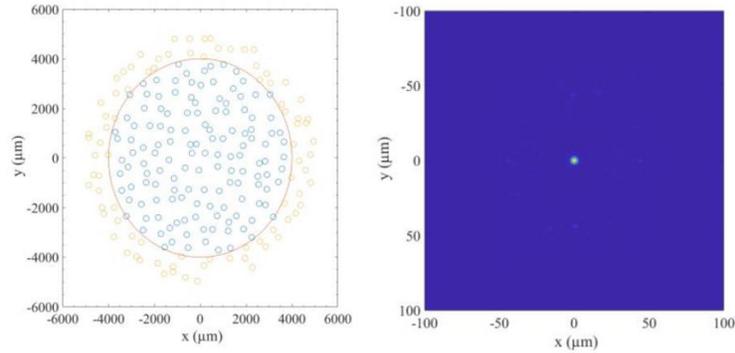
Le premier travail de thèse sur la projection rétinienne au CEA-Leti a été mené par Vladimir Krotov [43]. Il consistait à étudier la théoriquement et expérimentalement la formation d'images par auto-focalisation d'un faisceau formé par un ensemble dense et aléatoire de points lumineux. Un exemple de simulation d'une telle distribution est montré sur la Figure I-26 (a) à gauche, laquelle permet d'obtenir un unique spel non répliqué (figure de droite). Ce travail relativement conceptuel a permis de valider le principe d'auto-focalisation et d'orienter la recherche vers une autre thèse au sein de l'équipe : celle de Basile Meynard [69]. Sa contribution a ouvert la voie sur le développement et la caractérisation de briques photoniques fondamentales à  $532 \text{ nm}$  de longueur d'onde, incluant un premier démonstrateur de réseau dense de guides. L'exemple d'une distribution de 1024 guides d'onde est montré sur la Figure I-26 (b), comprenant quatre zones d'extraction de la lumière.

La thèse de Matthias Colard [70] s'est quant à elle focalisée sur les aspects d'interfaçage et d'extraction active à base de cristaux liquides et de réseaux de diffraction en sol-gel. Le schéma de l'un de ces extracteurs actifs est montré sur la Figure I-26 (a). En poursuite de travaux de Vladimir Krotov, Fabian Rainouard a travaillé sur la validation de l'effet d'auto-focalisation et l'élaboration de modèles mathématiques de guides d'onde permettant l'optimisation d'une répartition aléatoire de points d'émission [44] (Figure I-26 (b)).

Dans la continuité de ces travaux, ma thèse vise à concevoir un circuit de routage photonique pour la projection rétinienne. L'ensemble de l'équipe est coordonné par Christophe Martinez, dont l'activité de recherche principale concerne le développement d'une imprimante holographique ainsi que l'optimisation d'écriture d'hologrammes pixélisés [71].

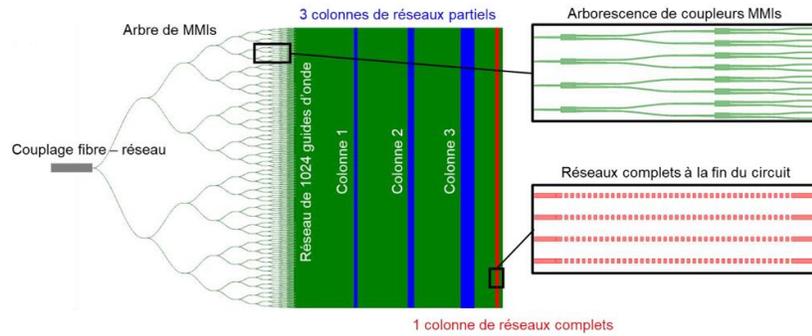
(a)

Thèse de Vladimir Krotov



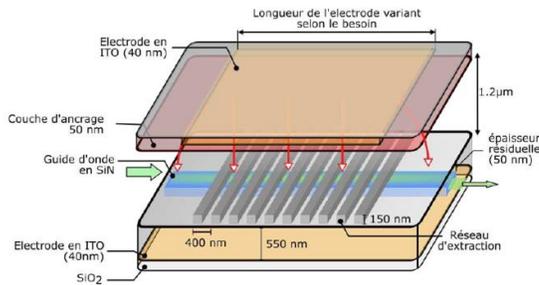
(b)

Thèse de Basile Meynard



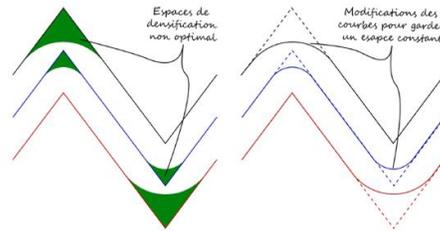
(c)

Thèse de Matthias Colard



d)

Thèse de Fabian Rainouard



Travail de recherche de Christophe Martinez

(e)

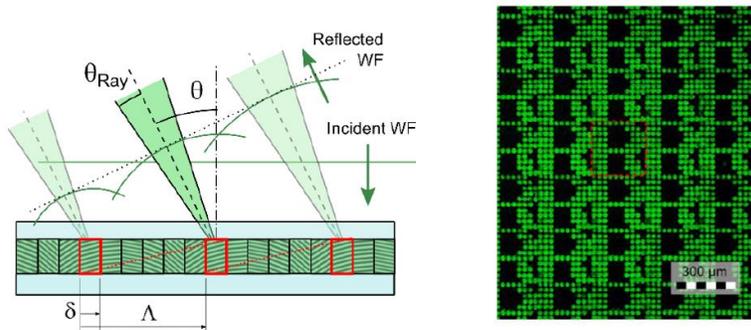


Figure I-26 : Vue d'ensemble des travaux de thèse (a) de Vladimir Krotov [43], (b) de Basile Meynard [69], (c) de Matthias Colard [70] et (d) de Fabian Rainouard [44]. (e) Thématique de recherche de Christophe Martinez [71].

## I.4 Objectifs de thèse

### I.4.1 Densification d'un réseau de guides

Afin de satisfaire les conditions permettant la mise en œuvre de l'auto-focalisation, le premier point d'étude important de ma thèse était l'optimisation de la densification du circuit photonique. Pour ce faire, il convient de rechercher des configurations de dimensionnements de guides d'onde permettant de les rapprocher le plus possible tout en évitant les couplages parasites. Cette étude s'est effectuée principalement par calcul numérique et au travers de simulations. Cette recherche de densification est en lien direct avec les résultats de thèse de Fabian Rainouard concernant l'optimisation de la répartition aléatoire des points d'émission sur le projecteur.

### I.4.2 Identification des éléments clefs

Le second objectif concernait l'identification des éléments clefs et des fonctions photoniques de base les plus adaptées à la conception du circuit. Certaines de ces briques élémentaires (courbures, croisements, coupleurs directionnels, diviseurs de puissance, etc...) ont été conçues, fabriquées et validées expérimentalement dans le cadre de la thèse de Basile Meynard. J'ai participé à ces mesures dans le cadre de mon stage de fin de master réalisé sous son encadrement. Ces résultats ont constitué un point de départ essentiel vers l'identification de composants plus spécifiques au circuit de routage que j'ai conçu au cours de ma thèse. Une fois identifiés, il s'agissait d'optimiser les performances des composants à la longueur d'onde de 532 nm via des simulations numériques et la fabrication d'un premier lot de circuit photonique. Ce lot, appelé « lot composant », servirait à l'étude expérimentale de toutes les briques photoniques élémentaires identifiées pour la conception du circuit.

### I.4.3 Conception d'un démonstrateur

Le dernier objectif de ma thèse était la conception d'un premier démonstrateur de projection rétinienne comprenant un circuit de routage couplé à une série de sources lumineuses de type micro-lasers ou micro-LEDs, et comportant le système actif d'extraction développé par Matthias Colard. Cet objectif nous a amené à envisager un second lot (nommé « lot système ») sur la base des résultats obtenus sur les composants du premier lot. Le démonstrateur devait permettre de valider non seulement le schéma de routage aléatoire, mais aussi les autres aspects et objectifs précédemment énoncés pour le projet.

L'objectif de fabriquer deux lots de circuits photoniques au cours de ma thèse a dû être abandonné devant les délais accumulés pour le traitement du masque de photolithographie du premier lot et la fabrication des échantillons. Il a donc finalement été décidé de ne fabriquer qu'un seul lot combinant les aspects « composant » et « système ». Le cahier des charges du dessin de la puce a donc été revu pour contenir un circuit de routage comme preuve de concept ainsi que de multiples circuits d'études de composants placés en périphérie.

## Conclusion du chapitre I

Dans ce premier chapitre, j'ai évoqué le contexte dans lequel est apparu le présent travail de thèse, qui est celui de la réalité augmentée. Après avoir brièvement défini des notions relatives à la réalité augmentée ainsi que son contexte d'émergence, j'ai évoqué l'utilisation des guides d'onde dans les dispositifs actuels de réalité augmentée proches de l'œil. Ces guides sont pour la plupart ce qu'on appelle des combineurs à guides d'onde, utilisant le verre de lunette pour guider, diriger, étendre et projeter vers l'œil l'image générée par un micro-écran et collimatée par une optique. L'utilisation d'éléments optiques macroscopiques et les limitations engendrées quant à la compacité a amené le CEA-Leti à imaginer un nouveau concept basé sur l'auto-focalisation, en combinant holographie et photonique intégrée. Cela permet notamment de s'affranchir de systèmes de lentilles et de micro-écrans, et donne l'espoir d'un champ visuel et d'une boîte à œil élargie.

J'ai défini les problématiques liées à ce nouveau concept appelé « projection rétinienne », notamment concernant le besoin de densification et d'une répartition aléatoire de points d'émission sur la surface d'un projecteur. Cela justifie le besoin de concevoir un circuit complexe de routage photonique qui est l'objet de cette thèse. Un état de l'art des différentes architectures photoniques denses trouvées dans la littérature pour différentes applications a également été présentée.

## Références

- [1] H. J. Jang *et al.*, « Progress of display performances: AR, VR, QLED, OLED, and TFT », *Journal of Information Display*, vol. 20, n° 1, p. 1-8, janv. 2019, doi: 10.1080/15980316.2019.1572662.
- [2] M. Hillenbrand, W. Singer, H. Muenz, et N. Kerwien, « THROUGH NEAR TO EYE DISPLAYS : CHALLENGES AND SOLUTION PATHS », 2017. Consulté le: 22 mars 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.semanticscholar.org/paper/THROUGH-NEAR-TO-EYE-DISPLAYS-%3A-CHALLENGES-AND-PATHS-Hillenbrand-Singer/2077e66f556388fc2dc5043364f85cd9b8872aad>
- [3] B. C. Kress, *Optical Architectures for Augmented-, Virtual-, and Mixed-Reality Headsets*. SPIE, 2020. doi: 10.1117/3.2559304.
- [4] P. A. Rauschnabel, D. W. E. Hein, J. He, Y. K. Ro, S. Rawashdeh, et B. Krulikowski, « Fashion or Technology? A Fashnology Perspective on the Perception and Adoption of Augmented Reality Smart Glasses », *i-com*, vol. 15, n° 2, p. 179-194, août 2016, doi: 10.1515/icom-2016-0021.
- [5] I. E. Sutherland, « A head-mounted three dimensional display », in *Proceedings of the December 9-11, 1968, fall joint computer conference, part I*, in AFIPS '68 (Fall, part I). New York, NY, USA: Association for Computing Machinery, déc. 1968, p. 757-764. doi: 10.1145/1476589.1476686.
- [6] T. P. Caudell et D. W. Mizell, « Augmented reality: an application of heads-up display technology to manual manufacturing processes », *Proceedings of the Twenty-Fifth Hawaii International Conference on System Sciences*, p. 659-669 vol.2, 1992, doi: 10.1109/HICSS.1992.183317.
- [7] A. R. Doucette, « Military/avionics: Design decisions for a head-up display: This F-14 fighter optics retrofit case history is a prime example of analyzing and selecting design options », *IEEE Spectrum*, vol. 13, n° 8, p. 29-32, août 1976, doi: 10.1109/MSPEC.1976.6369296.
- [8] L. L. Dopping-Hepenstal, « Head-up displays. The integrity of flight information », *IEE Proceedings F (Communications, Radar and Signal Processing)*, vol. 128, n° 7, p. 440-442, déc. 1981, doi: 10.1049/ip-f-1.1981.0075.

- [9] H. Fuchs *et al.*, « Augmented reality visualization for laparoscopic surgery », in *Medical Image Computing and Computer-Assisted Intervention — MICCAI'98*, W. M. Wells, A. Colchester, et S. Delp, Éd., in Lecture Notes in Computer Science. Berlin, Heidelberg: Springer, 1998, p. 934-943. doi: 10.1007/BFb0056282.
- [10] J. Parsons et J. P. Rolland, « A Non-Intrusive Display Technique for Providing Real-Time Data Within a Surgeons Critical Area of Interest », *Medicine Meets Virtual Reality*, p. 246-251, 1998, doi: 10.3233/978-1-60750-894-6-246.
- [11] B. Peuchot, A. Tanguy, et M. Eude, « Augmented Reality In Spinal Surgery », *Research into Spinal Deformities 1*, p. 441-444, 1997, doi: 10.3233/978-1-60750-881-6-441.
- [12] Y. Sato *et al.*, « Image guidance of breast cancer surgery using 3-D ultrasound images and augmented reality visualization », *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 17, n° 5, p. 681-693, oct. 1998, doi: 10.1109/42.736019.
- [13] A. L. Janin, D. W. Mizell, et T. P. Caudell, « Calibration of head-mounted displays for augmented reality applications », *Proceedings of IEEE Virtual Reality Annual International Symposium*, p. 246-255, 1993, doi: 10.1109/VRAIS.1993.380772.
- [14] T. Kesavadas, « Augmented reality based interaction: Application to design and manufacturing », présenté à Proceedings of the ASME Design Engineering Technical Conference, 1996. doi: 10.1115/96-DETC/DFM-1268.
- [15] S. Feiner, B. Macintyre, et D. Seligmann, « Knowledge-based augmented reality », *Commun. ACM*, vol. 36, n° 7, p. 53–62, juill. 1993, doi: 10.1145/159544.159587.
- [16] S. S. H. Al-Maeni, C. Kuhnhen, B. Engel, et M. Schiller, « Smart retrofitting of machine tools in the context of industry 4.0 », *Procedia CIRP*, vol. 88, p. 369-374, janv. 2020, doi: 10.1016/j.procir.2020.05.064.
- [17] B. Thomas *et al.*, « ARQuake: an outdoor/indoor augmented reality first person application », in *Digest of Papers. Fourth International Symposium on Wearable Computers*, oct. 2000, p. 139-146. doi: 10.1109/ISWC.2000.888480.
- [18] A. D. Cheok *et al.*, « Game-City: a ubiquitous large area multi-interface mixed reality game space for wearable computers », in *Proceedings. Sixth International Symposium on Wearable Computers*, oct. 2002, p. 156-157. doi: 10.1109/ISWC.2002.1167239.
- [19] G.-B. Jeon *et al.*, « An Interactive Snowboard Game in Virtual Environment », in *Technologies for E-Learning and Digital Entertainment*, K. Hui, Z. Pan, R. C. Chung, C. C. L. Wang, X. Jin, S. Göbel, et E. C.-L. Li, Éd., in Lecture Notes in Computer Science. Berlin, Heidelberg: Springer, 2007, p. 801-811. doi: 10.1007/978-3-540-73011-8\_77.
- [20] Z. N. Tang, Y. Hui, L. H. Hu, Y. Yu, W. B. Zhang, et X. Peng, « Application of mixed reality technique for the surgery of oral and maxillofacial tumors », *Beijing da xue xue bao. Yi xue ban = Journal of Peking University. Health sciences*, vol. 52, n° 6, p. 1124-1129, 2020.
- [21] H. F. Al Janabi *et al.*, « Effectiveness of the HoloLens mixed-reality headset in minimally invasive surgery: a simulation-based feasibility study », *Surg Endosc*, vol. 34, n° 3, p. 1143-1149, mars 2020, doi: 10.1007/s00464-019-06862-3.
- [22] N. Q. Nguyen *et al.*, « An augmented reality system characterization of placement accuracy in neurosurgery », *Journal of Clinical Neuroscience*, vol. 72, p. 392-396, févr. 2020, doi: 10.1016/j.jocn.2019.12.014.
- [23] F. Liebmann *et al.*, « Pedicle screw navigation using surface digitization on the Microsoft HoloLens », *Int J CARS*, vol. 14, n° 7, p. 1157-1165, juill. 2019, doi: 10.1007/s11548-019-01973-7.

- [24] S. Condino *et al.*, « How to Build a Patient-Specific Hybrid Simulator for Orthopaedic Open Surgery: Benefits and Limits of Mixed-Reality Using the Microsoft HoloLens », *Journal of Healthcare Engineering*, vol. 2018, p. e5435097, nov. 2018, doi: 10.1155/2018/5435097.
- [25] C. Moro, C. Phelps, P. Redmond, et Z. Stromberga, « HoloLens and mobile augmented reality in medical and health science education: A randomised controlled trial », *Br. J. Educ. Technol.*, vol. 52, n° 2, p. 680-694, mars 2021, doi: 10.1111/bjet.13049.
- [26] J. Bulliard *et al.*, « Preliminary testing of an augmented reality headset as a DICOM viewer during autopsy », *Forensic Imaging*, vol. 23, p. 200417, déc. 2020, doi: 10.1016/j.fri.2020.200417.
- [27] A. Hietanen, R. Pieters, M. Lanz, J. Latokartano, et J.-K. Kämäräinen, « AR-based interaction for human-robot collaborative manufacturing », *Robotics and Computer-Integrated Manufacturing*, vol. 63, p. 101891, juin 2020, doi: 10.1016/j.rcim.2019.101891.
- [28] W. Vorraber, J. Gasser, H. Webb, D. Neubacher, et P. Url, « Assessing augmented reality in production: remote-assisted maintenance with HoloLens », *Procedia CIRP*, vol. 88, p. 139-144, janv. 2020, doi: 10.1016/j.procir.2020.05.025.
- [29] A. Deshpande et I. Kim, « The effects of augmented reality on improving spatial problem solving for object assembly », *Advanced Engineering Informatics*, vol. 38, p. 760-775, oct. 2018, doi: 10.1016/j.aei.2018.10.004.
- [30] P. Hübner, K. Clintworth, Q. Liu, M. Weinmann, et S. Wursthorn, « Evaluation of HoloLens Tracking and Depth Sensing for Indoor Mapping Applications », *Sensors*, vol. 20, n° 4, Art. n° 4, janv. 2020, doi: 10.3390/s20041021.
- [31] L. Zhang, S. Chen, H. Dong, et A. El Saddik, « Visualizing Toronto City Data with HoloLens: Using Augmented Reality for a City Model », *IEEE Consumer Electronics Magazine*, vol. 7, n° 3, p. 73-80, mai 2018, doi: 10.1109/MCE.2018.2797658.
- [32] « HoloLens 2—Overview, Features, and Specs | Microsoft HoloLens ». Consulté le: 13 avril 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.microsoft.com/en-us/hololens/hardware>
- [33] « Product Specifications », Care | Magic Leap. Consulté le: 7 juin 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.magicleap.care/hc/en-us/articles/7813913215373-Product-Specifications>
- [34] T. Team, « Google Glasses Sound As Crazy As Smartphones And Tablets Once Did », Forbes. Consulté le: 17 avril 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.forbes.com/sites/greatspeculations/2012/04/05/google-glasses-sound-as-crazy-as-smartphones-and-tablets-once-did/>
- [35] B. C. Kress et I. Chatterjee, « Waveguide combiners for mixed reality headsets: a nanophotonics design perspective », *Nanophotonics*, vol. 10, n° 1, p. 41-74, janv. 2021, doi: 10.1515/nanoph-2020-0410.
- [36] Y. Amitai, « Light guide optical device », EP1485747B1, 15 août 2007 Consulté le: 19 avril 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://patents.google.com/patent/EP1485747B1/en>
- [37] K. Sarayeddine, K. Mirza, P. Benoit, et X. Hugel, « Monolithic light guide optics enabling new user experience for see-through AR glasses », in *Photonics Applications for Aviation, Aerospace, Commercial, and Harsh Environments V*, SPIE, sept. 2014, p. 121-125. doi: 10.1117/12.2064172.
- [38] V. B. de la Perrière, « Understanding waveguide-based architecture and ways to robust monolithic optical combiner for smart glasses », in *Digital Optics for Immersive Displays*, SPIE, mai 2018, p. 335-342. doi: 10.1117/12.2315681.
- [39] H. Kogelnik, « Coupled wave theory for thick hologram gratings », *The Bell System Technical Journal*, vol. 48, n° 9, p. 2909-2947, nov. 1969, doi: 10.1002/j.1538-7305.1969.tb01198.x.

- [40] C. Martinez, V. Krotov, B. Meynard, et D. Fowler, « See-through holographic retinal projection display concept », *Optica*, vol. 5, n° 10, p. 1200-1209, 2018, doi: 10.1364/OPTICA.5.001200.
- [41] V. Krotov, C. Martinez, et O. Haeberlé, « Experimental validation of self-focusing image formation for retinal projection display », *Opt. Express, OE*, vol. 27, n° 15, p. 20632-20648, juill. 2019, doi: 10.1364/OE.27.020632.
- [42] F. Rainouard, M. Colard, O. Haeberlé, E. Oudet, et C. Martinez, « Optimal dense and random addressing design of emissive points in a retinal projection device », in *Optics, Photonics and Digital Technologies for Imaging Applications VII*, SPIE, mai 2022, p. 199-208. doi: 10.1117/12.2620243.
- [43] V. Krotov, « Evaluation of self-focusing image formation for the development of an unconventional near eye display for augmented reality applications », phdthesis, Université de Haute Alsace - Mulhouse, 2022. Consulté le: 16 mai 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://theses.hal.science/tel-04064369>
- [44] F. Rainouard, « Mise au point de modèles mathématiques pour l'adressage optimisé de distributions de points d'émission dans un écran à projection rétinienne », These en préparation, Mulhouse, 2023. Consulté le: 23 septembre 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.theses.fr/s241925>
- [45] L. Thylén et L. Wosinski, « Integrated photonics in the 21st century », *Photon. Res., PRJ*, vol. 2, n° 2, p. 75-81, avr. 2014, doi: 10.1364/PRJ.2.000075.
- [46] M. A. Green, « Self-consistent optical parameters of intrinsic silicon at 300K including temperature coefficients », *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 92, n° 11, p. 1305-1310, nov. 2008, doi: 10.1016/j.solmat.2008.06.009.
- [47] L. Pavesi, « Silicon Photonics », in *Advances in Optical Science and Engineering*, V. Lakshminarayanan et I. Bhattacharya, Éd., in Springer Proceedings in Physics. New Delhi: Springer India, 2015, p. 7-10. doi: 10.1007/978-81-322-2367-2\_2.
- [48] C. V. Poulton *et al.*, « Large-scale silicon nitride nanophotonic phased arrays at infrared and visible wavelengths », *Opt. Lett., OL*, vol. 42, n° 1, p. 21-24, janv. 2017, doi: 10.1364/OL.42.000021.
- [49] L. Laplatine, E. Luan, K. Cheung, D. M. Ratner, Y. Dattner, et L. Chrostowski, « System-level integration of active silicon photonic biosensors using Fan-Out Wafer-Level-Packaging for low cost and multiplexed point-of-care diagnostic testing », *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 273, p. 1610-1617, nov. 2018, doi: 10.1016/j.snb.2018.07.025.
- [50] S. Nicoletti *et al.*, « Miniaturization of mid-IR sensors on Si: challenges and perspectives », in *Silicon Photonics XIV*, SPIE, mars 2019, p. 37-46. doi: 10.1117/12.2506759.
- [51] A. Z. Subramanian *et al.*, « Low-Loss Singlemode PECVD Silicon Nitride Photonic Wire Waveguides for 532–900 nm Wavelength Window Fabricated Within a CMOS Pilot Line », *IEEE Photonics Journal*, vol. 5, n° 6, p. 2202809-2202809, déc. 2013, doi: 10.1109/JPHOT.2013.2292698.
- [52] W. D. Sacher *et al.*, « Visible-light silicon nitride waveguide devices and implantable neurophotonic probes on thinned 200 mm silicon wafers », *Opt. Express, OE*, vol. 27, n° 26, p. 37400-37418, déc. 2019, doi: 10.1364/OE.27.037400.
- [53] W. a. P. M. Hendriks, M. Dijkstra, S. Mardani, I. Hegeman, et S. M. Garcia-Blanco, « Low-loss photonic integrated circuits for UV applications », in *Integrated Optics: Devices, Materials, and Technologies XXVII*, SPIE, mars 2023, p. 1242402. doi: 10.1117/12.2657143.
- [54] R. Konoike *et al.*, « SiN/Si double-layer platform for ultralow-crosstalk multiport optical switches », *Opt. Express*, vol. 27, n° 15, p. 21130-21141, juill. 2019, doi: 10.1364/OE.27.021130.

- [55] J. Chiles, S. M. Buckley, S. W. Nam, R. P. Mirin, et J. M. Shainline, « Design, fabrication, and metrology of 10 x 100 multi-planar integrated photonic routing manifolds for neural networks », *APL Photonics*, vol. 3, n° 10, p. 106101, oct. 2018, doi: 10.1063/1.5039641.
- [56] W. Bogaerts, P. Dumon, D. V. Thourhout, et R. Baets, « Low-loss, low-cross-talk crossings for silicon-on-insulator nanophotonic waveguides », *Opt. Lett., OL*, vol. 32, n° 19, p. 2801-2803, oct. 2007, doi: 10.1364/OL.32.002801.
- [57] A. Fenn, D. Temme, W. Delaney, et W. Courtney, « The Development of Phased-Array Radar Technology », 2000. Consulté le: 12 mai 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.semanticscholar.org/paper/The-Development-of-Phased-Array-Radar-Technology-Fenn-Temme/873afdb27e11d4d2a5f2a60a3d781c7af3042567>
- [58] Y. Guo, Y. Guo, C. Li, H. Zhang, X. Zhou, et L. Zhang, « Integrated Optical Phased Arrays for Beam Forming and Steering », *Applied Sciences*, vol. 11, n° 9, Art. n° 9, janv. 2021, doi: 10.3390/app11094017.
- [59] MATLAB, *What Are Phased Arrays?*, (9 novembre 2022). Consulté le: 23 mai 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.youtube.com/watch?v=9WxWun0E-PM>
- [60] 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, n° 11, p. 3061-3074, nov. 2019, doi: 10.1109/JSSC.2019.2934601.
- [61] P. F. McManamon *et al.*, « Optical phased array technology », *Proceedings of the IEEE*, vol. 84, n° 2, p. 268-298, févr. 1996, doi: 10.1109/5.482231.
- [62] W. Xie *et al.*, « Heterogeneous silicon photonics sensing for autonomous cars [Invited] », *Opt. Express, OE*, vol. 27, n° 3, p. 3642-3663, févr. 2019, doi: 10.1364/OE.27.003642.
- [63] J. Sun *et al.*, « Large-Scale Silicon Photonic Circuits for Optical Phased Arrays », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 20, n° 4, p. 264-278, juill. 2014, doi: 10.1109/JSTQE.2013.2293316.
- [64] R. Fatemi, A. Khachaturian, et A. Hajimiri, « A Nonuniform Sparse 2-D Large-FOV Optical Phased Array With a Low-Power PWM Drive », *IEEE J. Solid-State Circuit*, vol. 54, n° 5, p. 1200-1215, mai 2019, doi: 10.1109/JSSC.2019.2896767.
- [65] H. Abediasl et H. Hashemi, « Monolithic optical phased-array transceiver in a standard SOI CMOS process », *Opt. Express, OE*, vol. 23, n° 5, p. 6509-6519, mars 2015, doi: 10.1364/OE.23.006509.
- [66] F. Aflatouni, B. Abiri, A. Rekhi, et A. Hajimiri, « Nanophotonic projection system », *Opt. Express, OE*, vol. 23, n° 16, p. 21012-21022, août 2015, doi: 10.1364/OE.23.021012.
- [67] J. Notaros, M. Raval, M. Notaros, et M. R. Watts, « Integrated-Phased-Array-Based Visible-Light Near-Eye Holographic Projector », in *Conference on Lasers and Electro-Optics (2019), paper STu3O.4*, Optica Publishing Group, mai 2019, p. STu3O.4. doi: 10.1364/CLEO\_SI.2019.STu3O.4.
- [68] M. Notaros *et al.*, « Integrated visible-light liquid-crystal-based phase modulators », *Opt. Express, OE*, vol. 30, n° 8, p. 13790-13801, avr. 2022, doi: 10.1364/OE.454494.
- [69] B. Meynard, « Dispositif de réalité augmentée basé sur des concepts de couplage guide d'onde/hologramme », Theses, Université Grenoble Alpes [2020-....], 2021. Consulté le: 10 août 2022. [En ligne]. Disponible sur: <https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-03223425>
- [70] M. Colard, « Études des éléments d'interfaçage pour l'activation d'hologrammes pixelisés, applications à la projection rétinienne », phdthesis, Université de Haute Alsace - Mulhouse, 2022. Consulté le: 16 mai 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://theses.hal.science/tel-04092974>

- [71] C. Martinez *et al.*, « Evaluation of a pixelated holographic display concept for a near-eye display: recent results and technological developments », in *Advances in Display Technologies XIII*, SPIE, mars 2023, p. 54-60. doi: 10.1117/12.2650111.

# Chapitre II

## Analyse des problématiques de guidage et arrière-plan théorique

<b>Introduction au chapitre II</b> .....	<b>40</b>
<b>I.1 Propagation guidée</b> .....	<b>40</b>
I.1.1 Cas du guide d'onde plan symétrique.....	40
I.1.2 Guides d'onde de type « canal ».....	44
I.1.2.1 Notions de propagation guidée .....	44
I.1.2.2 Dimensionnement d'un guide monomode.....	47
I.1.3 Pertes de propagation dans les guides .....	48
I.1.3.1 Absorption .....	48
I.1.3.2 Rugosité des flancs .....	49
I.1.3.3 Courbures.....	52
<b>I.2 Densification d'une distribution de guides</b> .....	<b>55</b>
I.2.1 Couplage de modes.....	55
I.2.2 Distribution de guides identiques .....	58
I.2.3 Distribution de guides non-identiques.....	61
I.2.3.1 Couplage $\Delta\beta$ .....	61
I.2.3.2 Cellules de guides .....	63
<b>I.3 Adressage aléatoire</b> .....	<b>64</b>
I.3.1 Cahier des charges.....	64
I.3.2 Croisements de guides.....	65
I.3.3 Transitions multiniveaux .....	67
<b>I.4 Optimisation de la surface</b> .....	<b>69</b>
I.4.1 Contrainte de surface du réticule.....	69
I.4.2 Empilement de couches : rétrocouplage multiniveau.....	70
<b>Conclusion du chapitre II</b> .....	<b>74</b>
<b>Références</b> .....	<b>75</b>

## Introduction au chapitre II

La conception d'une architecture photonique de routage pour l'adressage aléatoire d'un réseau de points d'émission pour la projection rétinienne s'accompagne d'une problématique de densification des guides d'ondes acheminant la lumière. Pour garantir une bonne résolution, le nombre de points d'émission par unité de surface doit être aussi élevé que possible, ce qui nécessite également d'augmenter le nombre de guides d'ondes adressant le projecteur. Toutefois, plus le réseau de guides est dense, plus il existe de risques de diaphonie entre les signaux qui s'y propagent. D'autre part, l'adressage aléatoire soulève des problématiques d'architecture où les croisements de guides sont inévitables. Dans ce chapitre, les contraintes de densification de guides et d'adressage aléatoire sont abordées ; les choix technologiques qui en découlent serviront de base à la conception du circuit complet du projecteur.

Des rappels fondamentaux sur la propagation guidée sont tout d'abord présentés, en identifiant notamment les différentes sources de pertes optiques dans les guides d'ondes. Ces notions permettent de proposer un dimensionnement de guide monomode pour la longueur d'onde de 532 nm, tenant compte de la problématique liée à une distribution dense. Une première stratégie de dimensionnement de guides est ensuite proposée afin de contourner le problème de diaphonie présent dans des structures denses, en mettant en avant ses limitations. La problématique de l'adressage aléatoire est finalement abordée, laquelle engendre de nombreux croisements de guides et conduit à envisager une structure sur plusieurs niveaux de circuits.

### II.1 Propagation guidée

#### II.1.1 Cas du guide d'onde plan symétrique

La représentation simplifiée à deux dimensions dans une structure à saut d'indice est un moyen efficace d'introduire les notions élémentaires de la propagation guidée tout en offrant une résolution analytique. Je considère ici une structure appelée « guide d'onde plan symétrique », composée de trois couches de matériaux diélectriques distincts, telle que montrée sur la Figure II-1 (a), et dans laquelle la lumière est guidée selon l'axe de propagation  $z$  dans la couche cœur d'épaisseur  $e_p$  et d'indice  $n_c$ .

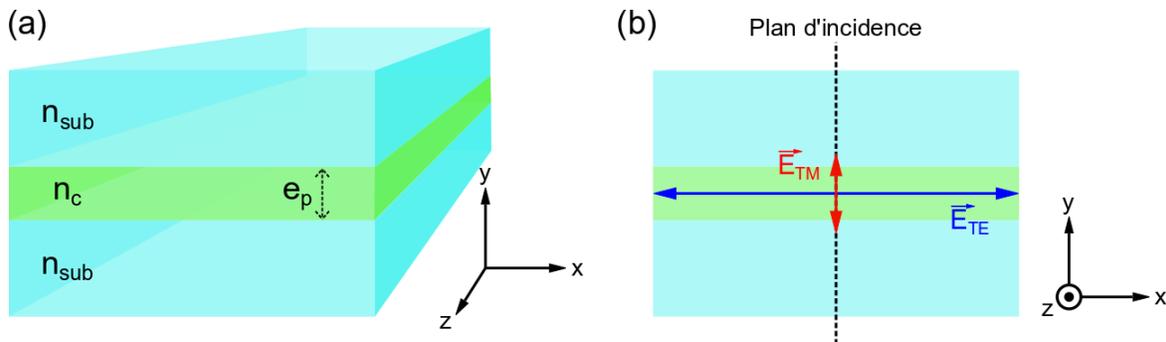


Figure II-1 : Schéma d'une structure tri-couche formée d'un cœur d'indice au milieu d'un substrat et d'un superstrat de même indice de réfraction, (a) en perspective et (b) en vue transverse à la direction de propagation.

Dans le cas des circuits conçus dans cette thèse, le substrat et le superstrat sont composés du même matériau d'indice  $n_{sub}$ , le cas plus général où ces deux matériaux sont différents n'est donc pas traité ici. Les indices de réfraction sont tels que  $n_c > n_{sub}$ . Une onde guidée dans cette structure peut être décrite à partir des deux équations de Maxwell suivantes :

$$\begin{cases} \overrightarrow{\text{rot}}(\vec{E}) = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ \overrightarrow{\text{rot}}(\vec{H}) = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{cases} \quad (\text{II-1})$$

Où  $\mu$  est la perméabilité magnétique du milieu et  $\epsilon$  sa constante diélectrique. En considérant que le système est invariant selon l'axe  $x$ , ce jeu d'équations peut être simplifié pour déterminer des solutions de type harmoniques supportées par la structure. Cela suppose un champ électrique exprimé à partir d'exponentielles complexes :

$$E(y, z, t) = E_0(y) e^{-i(\beta z - \omega t)} \quad (\text{II-2})$$

Où  $E_0$  est l'amplitude du champ électrique,  $\omega$  est la pulsation de l'onde et  $\beta$  est la constante de propagation dans la direction  $z$ . Un développement analytique sur le système d'équations (II-1) permet de déduire l'équation d'onde :

$$\nabla^2 \vec{E} + (k_0^2 n^2 - \beta^2) \vec{E} = \vec{0} \quad (\text{II-3})$$

Avec  $k_0$  le nombre d'onde dans le vide et  $n$  l'indice de réfraction du milieu considéré (pouvant prendre les valeurs  $n_{sub}$  ou  $n_c$ ). Le terme  $\beta$  caractérise la propagation d'un mode harmonique solution de l'équation d'onde (II-3) ; il s'exprime :

$$\beta = k_0 n_{eff} \quad (\text{II-4})$$

Où  $n_{eff}$  est l'indice effectif du mode de propagation, c'est-à-dire l'indice de réfraction effectivement perçu par celui-ci. La forme des modes supportés par la structure de la Figure II-1 est conditionnée par la différence entre l'indice effectif et l'indice de réfraction du matériau. D'un point de vue mathématique, l'expression des solutions dépend du signe du terme  $(k_0^2 n^2 - \beta^2)$  dans l'équation (II-3), en considérant les différents indices de réfraction de la structure :

- si  $\beta > k_0 n_c$ , le champ électrique a une forme exponentielle strictement croissante dans le substrat lorsqu'on s'écarte du cœur, ce qui en fait une solution divergente. Cette situation ne peut donc pas avoir de réalité physique.
- Si  $k_0 n_{sub} < \beta < k_0 n_c$ , la résolution de l'équation aboutit sur une solution oscillante dans le cœur d'indice. À l'extérieur, la solution pour le champ électrique a une forme exponentielle décroissante se traduisant par un champ évanescent. C'est cette configuration qui permet de confiner la lumière dans le cœur d'indice et que l'on appelle « mode guidé ».

- Si  $\beta < k_0 n_{\text{sub}}$ , on obtient une solution oscillante dans toutes les couches de la structure. La lumière n'est donc pas confinée dans le cœur du guide : il s'agit d'une solution que l'on appelle « mode rayonné ».

Pour que la lumière puisse être guidée dans le cœur d'indice, il est donc nécessaire que son indice effectif soit plus élevé que celui du substrat mais inférieur à celui du cœur. Ici, ils sont représentés schématiquement sur la Figure II-2 en tenant compte que dans notre cas, les indices du substrat et du superstrat sont identiques.

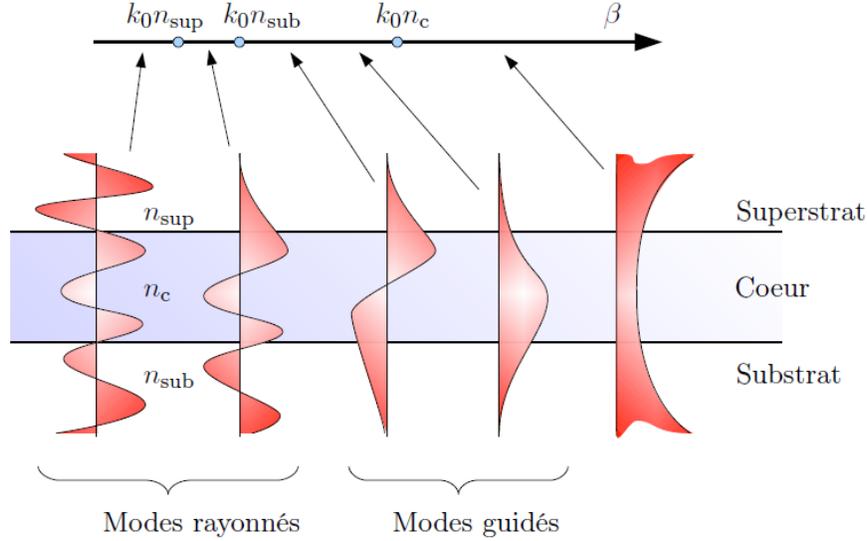


Figure II-2 : Les différents types de modes obtenus dans une structure tri-couche en fonction de la constante de propagation. Illustration empruntée du manuscrit de thèse de Davide Bucci [1] d'après la référence [2].

Dans le cas des modes guidés, le champ électrique peut s'écrire de la forme suivante en fonction des différentes régions de la structure :

$$E_x = \begin{cases} \cos(\xi_c y + \Phi) e^{i\beta z}, & \forall |y| < \frac{e_p}{2} \\ \cos\left(\xi_c \frac{e_p}{2} + \Phi\right) e^{-\xi_{\text{sub}}\left(y - \frac{e_p}{2}\right)} e^{i\beta z}, & \forall |y| > \frac{e_p}{2} \end{cases} \quad (\text{II-5})$$

Où le paramètre  $\xi$  s'exprime :

$$\xi_c = \sqrt{k_0 n_c - \beta^2} \quad (\text{II-6})$$

$$\xi_{\text{sub}} = \sqrt{\beta^2 - k_0 n_{\text{sub}}} \quad (\text{II-7})$$

Et le terme de phase  $\Phi$  donné par :

$$\Phi = \arctan\left(\frac{\xi_{\text{sub}}}{\xi_c}\right) + m\pi - \xi_c \frac{e_p}{2} \quad (\text{II-8})$$

Le terme en cosinus représente l'évolution oscillante du mode guidé dans le cœur. À l'extérieur, le champ évanescents est représenté par le terme en exponentielle décroissante. Le facteur  $e^{i\beta z}$  décrit la propagation du mode selon l'axe  $z$ .

Dans le cas du guide d'onde plan, il existe deux jeux de solutions indépendantes de l'équation d'ondes correspondant à deux états de polarisation différents de la lumière : la polarisation TE (transverse électrique) et la polarisation TM (transverse magnétique). Le premier cas correspond à celui où le champ électrique est orienté dans le plan du substrat et perpendiculairement à l'axe de propagation, c'est-à-dire qu'il est orienté selon l'axe  $x$  conformément aux notations de la Figure II-1. La polarisation TM correspond à l'état de polarisation perpendiculaire à la fois à la polarisation TE et à l'axe de propagation, impliquant que le champ électrique est cette fois inclus dans le plan ( $y ; z$ ). La polarisation TE compte comme composantes principales du champ électromagnétique  $E_x$ ,  $H_y$  et  $H_z$ , et la polarisation TM les composantes  $E_y$ ,  $H_x$  et  $E_z$ . Une représentation schématique de ces deux polarisations est montrée sur la Figure II-1 (b). En tenant compte des conditions de continuité des composantes tangentes des champs électrique et magnétique, la résolution de l'équation (II-3) donne des solutions discrètes caractérisées sous forme de modes avec un indice effectif  $n_{eff}$  propre et décrits par l'équation de dispersion :

$$e_p \sqrt{k_0^2 n_c^2 - \beta^2} - 2 \arctan \left[ \left( \frac{n_c}{n_{sub}} \right)^v \sqrt{\frac{n_{eff}^2 - n_{sub}^2}{n_c^2 - n_{eff}^2}} \right] = m\pi \quad (\text{II-9})$$

Où  $\lambda$  est la longueur d'onde,  $m$  est un nombre entier représentant l'ordre du mode de propagation et  $v$  un paramètre valant 0 pour la polarisation TE et 2 pour la polarisation TM. L'équation (II-9) permet de calculer l'indice effectif d'un mode  $m$  donné. Toutefois, cette équation est transcendante, ce qui rend sa résolution analytique très complexe. Une résolution numérique à l'aide d'abaques ou d'un logiciel de calcul peut être une alternative intéressante. L'indice effectif peut également être calculé par simulation numérique de la coupe d'un guide à l'aide d'un solveur de mode.

La relation de dispersion montre une dépendance de l'indice effectif avec l'épaisseur du cœur d'indice : plus celle-ci est grande, plus l'indice effectif est important. Cela implique aussi qu'il existe une épaisseur critique  $e_{p;c}$ , appelée « épaisseur de coupure », telle que l'indice effectif se retrouve égal à celui du substrat. En-dessous de cette valeur, l'indice effectif est donc inférieur à celui du substrat et le mode devient rayonné. L'épaisseur de coupure peut être déduite en évaluant l'équation de dispersion pour  $n_{eff} = n_{sub}$ . On obtient alors :

$$e_{p;c} = \frac{m\lambda}{2 \sqrt{n_c^2 - n_{sub}^2}} \quad (\text{II-10})$$

Il est intéressant de noter que pour le mode fondamental,  $m = 0 \Rightarrow e_{p;c} = 0$ . Cela signifie qu'il n'existe pas de limite de dimensionnement théorique pour la propagation d'un mode fondamental dans une structure symétrique où le substrat et le superstrat ont le même indice : il n'existe d'épaisseur de coupure qu'à partir du premier mode excité. De même que l'épaisseur, la longueur

d'onde de coupure  $\lambda_c$  pour un mode  $m$  se définit lorsque  $n_{eff} = n_{sub}$ . Elle se déduit de l'équation (II-9) et s'écrit :

$$\lambda_c = \frac{2e_p \sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2}}{m} \quad (II-11)$$

Lorsque  $m = 0$ , la longueur d'onde de coupure tend mathématiquement vers l'infini. Cela signifie qu'une structure symétrique peut théoriquement supporter le mode fondamental à toutes les longueurs d'onde du spectre électromagnétique. L'épaisseur et la longueur d'onde de coupure sont deux paramètres de grande importance pour le dimensionnement d'un guide d'onde monomode.

## II.1.2 Guides d'onde de type « canal »

### II.1.2.1 Notions de propagation guidée

Si le cas du guide d'onde plan permet une étude analytique du problème, il ne décrit pas une véritable propagation guidée et contrôlée puisque l'onde n'est confinée que dans une dimension de l'espace et se propage librement dans l'autre. Pour la majorité des applications, il est bien plus intéressant de confiner la lumière dans deux dimensions en réduisant la section du guide dans le plan transverse à l'axe de propagation. Lorsqu'ils sont à section rectangulaire, on parle de guides d'onde de type « canal ». Une vue en coupe de ce type de guide est montrée sur la Figure II-3 (a).

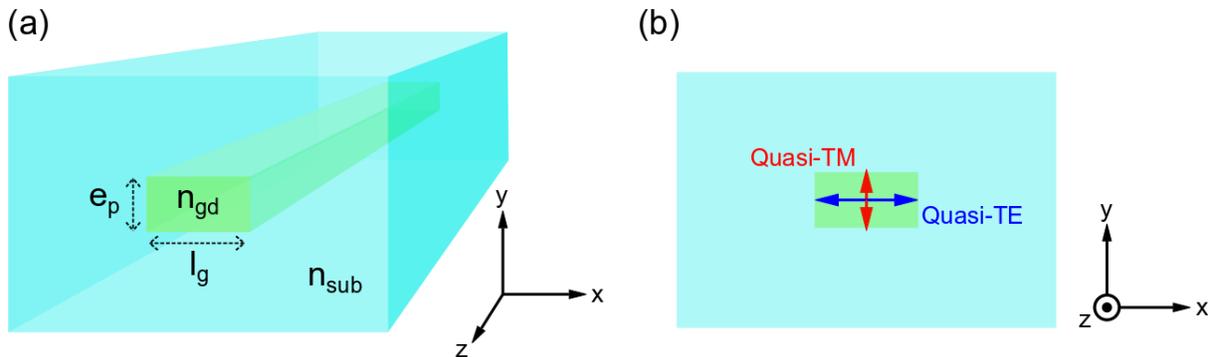


Figure II-3 : (a) Vue en perspective d'un guide d'onde canal en nitrure de silicium encapsulé dans de la silice. (b) Représentation schématique des polarisations quasi-TE et quasi-TM dans un guide d'onde canal vu selon la section transverse.

Dans le cas d'un guide d'onde confiné dans les deux dimensions, les polarisations TE et TM ne forment plus un jeu de solutions totalement indépendantes. On parle généralement de polarisations quasi-TE et quasi-TM (Figure II-3 (b)). La polarisation quasi-TE est par exemple prise comme référence dans le cas d'une onde où le champ électrique a sa composante majoritaire selon la plus grande dimension du guide, qui se trouve généralement dans le plan principal de propagation : celui du substrat. Dans tout le reste de ce manuscrit de thèse, je me permettrai de nommer ces polarisations TE et TM en sous-entendant qu'elles sont quasi-TE et quasi-TM.

Pour le cas d'un guide d'onde canal, il n'est pas aussi aisé de calculer la distribution du champ électrique comme établi pour le cas du guide plan dans le système d'équations (II-5), notamment

parce que les composantes selon  $x$  et selon  $y$  sont inter-corrélées. Dans le cas de guides à section rectangulaire et à fort contraste d'indice, il est cependant possible de l'approximer par le produit de deux composantes non corrélées [3]. On peut dans ce cas déduire du cas du guide plan un nouveau jeu d'équations définissant le champ électrique en fonction de la région considérée [4] :

$$E_x = \begin{cases} \cos(k_x x - \Phi) \cos(k_y y - \Psi) & , \forall |x| < \frac{l_g}{2}, \forall |y| < \frac{e_p}{2} \\ \cos\left(k_x \frac{l_g}{2} - \Phi\right) \cos(k_y y - \Psi) e^{-\gamma_x \left(x - \frac{l_g}{2}\right)} & , \forall |x| > \frac{l_g}{2}, \forall |y| < \frac{e_p}{2} \\ \cos(k_x x - \Phi) \cos\left(k_y \frac{e_p}{2} - \Psi\right) e^{-\gamma_y \left(y - \frac{e_p}{2}\right)} & , \forall |x| < \frac{l_g}{2}, \forall |y| > \frac{e_p}{2} \end{cases} \quad (\text{II-12})$$

Avec  $k_x$  et  $k_y$  les composantes  $x$  et  $y$  du nombre d'onde s'exprimant :

$$\begin{cases} k_x \frac{l_g}{2} = \Phi + \arctan\left(\frac{n_{gd}^2 \gamma_x}{n_{sub}^2 k_x}\right) \\ k_y \frac{e_p}{2} = \Psi + \arctan\left(\frac{\gamma_y}{k_y}\right) \end{cases} \quad (\text{II-13})$$

$$\begin{cases} \gamma_x^2 = k_0^2(n_{gd}^2 - n_{sub}^2) - k_x^2 \\ \gamma_y^2 = k_0^2(n_{gd}^2 - n_{sub}^2) - k_y^2 \end{cases} \quad (\text{II-14})$$

$$\begin{cases} \Phi = (p - 1) \frac{\pi}{2}, & \forall p \in \mathbb{N} \\ \Psi = (q - 1) \frac{\pi}{2}, & \forall q \in \mathbb{N} \end{cases} \quad (\text{II-15})$$

Les contributions harmoniques exprimées en fonctions cosinus dans les deux axes  $x$  et  $y$  ne sont pas corrélées. Comme pour le système (II-5), l'exponentielle décroissante caractérise le champ évanescent dans le substrat. Les termes de phase  $\Phi$  et  $\psi$  caractérisent la discrétisation des modes guidés, donnant une forme harmonique particulière. Les équations du système (II-12) définissent la distribution de l'amplitude de champ électrique du mode guidé. En désignant les modes par la nomenclature TE $pq$  (resp. TM $pq$ ) relativement aux termes définis dans le système (II-15), je montre sur la Figure II-4 la distribution de l'intensité des modes TE00, TM00, TE01 et TE10 ; proportionnelle au carré de l'amplitude du champ électrique.

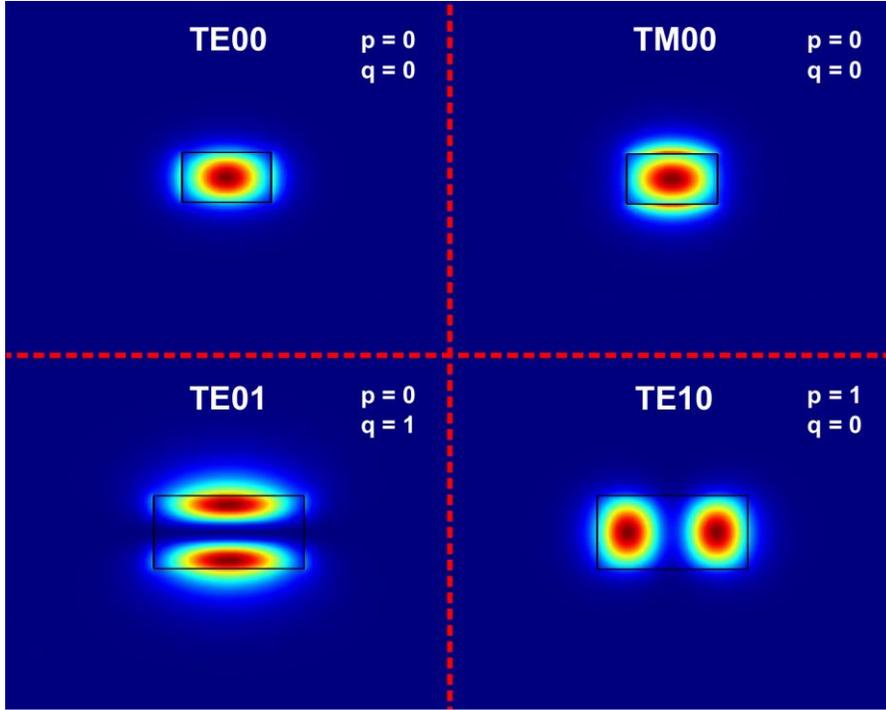


Figure II-4 : Vues en coupe du profil d'intensité des modes guidés TE00, TM00, TE01 et TE10 représentées par le module au carré normalisé du champ électrique. Ces profils sont obtenus à l'aide du solveur de mode du logiciel Lumerical.

Les cas où  $p = q = 0$  correspond à celui d'un guide monomode où seul le mode fondamental peut être propagé. Les cas où  $p$  ou  $q$  sont supérieurs à 0 représentent celui d'un guide multimode pouvant supporter des modes d'ordre supérieur à celui du fondamental. Comme dans le cas du guide plan, le champ électrique du mode guidé présente une forme oscillante en son cœur et une expression en exponentielle décroissante dans le substrat que l'on appelle couramment « le champ évanescent ». Il est souvent intéressant de connaître la proportion de puissance guidée dans les limites physiques du cœur du guide. On définit un taux de confinement dont l'expression mathématique s'écrit [5] :

$$\tau_{\text{conf}} = \frac{\int_{-1g/2}^{+1g/2} \int_{-ep/2}^{ep/2} |\langle \vec{S} \rangle| dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |\langle \vec{S} \rangle| dx dy} \quad (\text{II-16})$$

Où  $\langle \vec{S} \rangle$  est la moyenne temporelle du vecteur de Poynting exprimé par :

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \quad (\text{II-17})$$

$$\langle \vec{S} \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \vec{S} dt \quad (\text{II-18})$$

Avec  $T$  la période temporelle du signal.

### II.1.2.2 Dimensionnement d'un guide monomode

Pour dimensionner et dessiner un guide d'onde monomode, il est souhaitable d'intervenir sur la largeur plutôt que sur l'épaisseur. En effet, sur un guide d'onde réalisé en technologie gravée, la largeur est définie par le dessin d'un masque de photolithographie et peut être modifiée par le concepteur. En revanche, l'épaisseur est définie par un dépôt de matériau et elle est donc fixe à l'échelle d'une plaque de silicium. Il faut donc définir en premier lieu une épaisseur pour la couche de guide garantissant un fonctionnement monomode. Pour cela, une première approximation est de calculer l'épaisseur de coupure d'un guide plan équivalent à l'épaisseur du guide d'onde « canal ».

Les guides d'ondes utilisés dans mon travail de thèse sont en nitrure de silicium, de formule chimique  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , et d'un indice de réfraction d'environ 1,971 à la longueur d'onde de 532 nm. Ils sont encapsulés dans de la silice, de formule chimique  $\text{SiO}_2$  et d'indice 1,46 à la même longueur d'onde. En utilisant l'équation (II-10), on détermine sur un équivalent planaire une épaisseur de coupure supérieure à 200 nm pour le premier mode excité. En fixant cette épaisseur pour le guide d'onde canal, il est maintenant possible de calculer les indices effectifs des différents modes supportés dans la structure en résolvant l'équation de dispersion pour le guide d'onde successivement dans les deux dimensions. Cette méthode s'appelle la « méthode des indices effectifs ». Il est aussi possible de recourir à un solveur de modes pour déterminer l'indice effectif d'un mode guidé dans un guide d'onde en deux dimensions. La Figure II-5 montre les indices effectifs en fonction de la largeur des guides pour une épaisseur fixée à 200 nm obtenue en utilisant un solveur de modes.

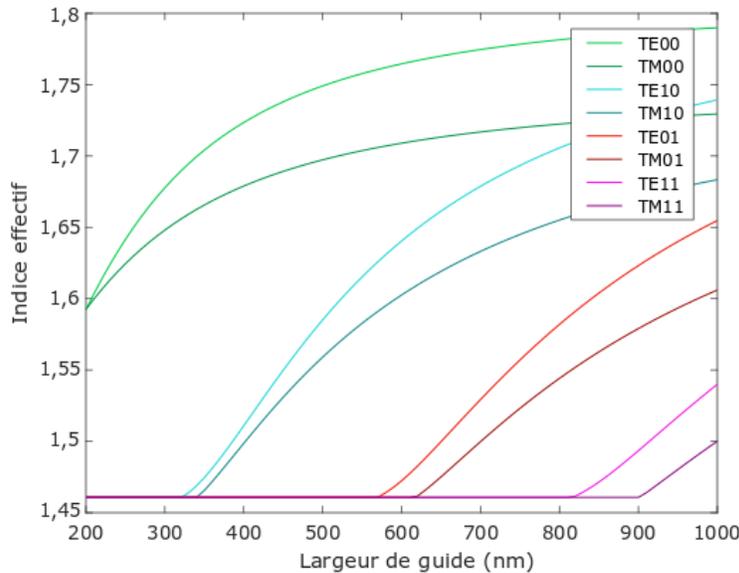


Figure II-5 : Indices effectifs des modes guidés en fonction de la largeur du guide et à une épaisseur fixe de 200 nm obtenus à partir d'un solveur de modes.

L'indice effectif est propre à chaque mode guidé et à chacune des deux polarisations TE et TM. Si l'on souhaite un fonctionnement monomode, le calcul des indices effectifs en fonction de la dimension des guides permet de déterminer les dimensions adéquates pour que seul le mode

fondamental soit supporté dans la structure. La figure met en évidence que dans un guide à section rectangulaire, les modes dont la polarisation du champ électrique oscille selon la plus grande largeur ont un indice effectif plus élevé que les polarisations orthogonales. Dans ce cas où les guides sont plus larges qu'épais, la polarisation TE est « privilégiée ». Selon les courbes d'indices effectifs présentés sur la Figure II-5, le premier mode d'ordre supérieur apparaît pour une largeur de guide de 320 nm à 340 nm suivant la polarisation choisie. Ainsi, tout guide plus large que cette valeur est théoriquement multimode, à savoir qu'il est capable de supporter un second mode. Le guide d'onde SiN monomode à 532 nm de longueur d'onde peut donc être défini par une largeur nominale de 300 nm et une épaisseur de 200 nm. Ainsi, une marge de sécurité sur la largeur est maintenue avant l'apparition d'un deuxième mode tout en garantissant un indice effectif assez élevé et donc un bon confinement de la lumière.

Un mode propre dans un guide d'onde idéal se propage sans pertes optiques. Cependant, un guide d'onde réel est toujours soumis à la qualité du matériau et au procédé de fabrication, provoquant une atténuation de la lumière propagée dans le guide d'onde. Les causes principales de ces pertes optiques sont détaillées dans la prochaine section.

### II.1.3 Pertes de propagation dans les guides

Réduire les pertes optiques est l'un des défis les plus importants au moment de concevoir un circuit photonique. Les pertes de propagation sont dues à deux causes principales : l'absorption du matériau de guidage et la rugosité des flancs des guides. La première cause est liée aux propriétés optiques intrinsèques au matériau de guidage, alors que la seconde est davantage liée à la géométrie et à la forme des guides. Ces causes de pertes sont détaillées dans les sous-sections qui suivent.

#### II.1.3.1 Absorption

L'indice de réfraction d'un matériau peut être décrit par un nombre complexe dont la partie réelle  $n'$  est l'indice de réfraction optique et la partie imaginaire  $n''$  est ce qu'on appelle le coefficient d'extinction. Ce dernier est relié au coefficient d'absorption  $\alpha_{abs}$  et peut être donné en  $cm^{-1}$  par l'équation (II-19), à condition que la longueur d'onde soit exprimée en  $cm$ . Ce paramètre est convertible en  $dB/cm$  en le multipliant par  $10 \log_{10}(e)$ .

$$\alpha_{abs} = \frac{4\pi n''}{\lambda} \quad (II-19)$$

L'exemple du nitrure de silicium utilisé au CEA-Leti, déposé par la méthode PECVD, est présenté sur la Figure II-6 et comparé avec les données du SiN déposé par LPCVD selon Luke *et al.* [6].

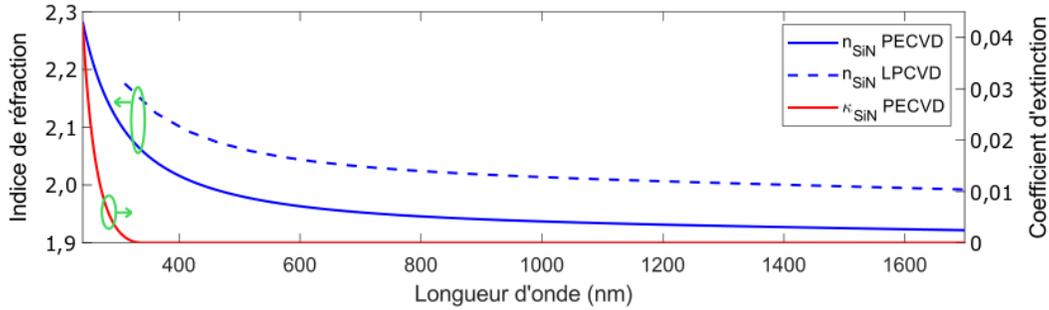


Figure II-6 : Indice de réfraction et coefficient d'extinction du SiN PECVD au CEA-Leti comparé au SiN LPCVD d'après les données fournies par Luke *et al.* [6].

Le nitrure de silicium a un coefficient d'extinction quasi-nul dans le domaine visible, ce qui assure une très bonne transparence. Concernant le SiN PECVD, le coefficient d'extinction est donné pour nul sur l'intégralité du domaine visible et du proche infrarouge.

### II.1.3.2 Rugosité des flancs

La rugosité sur les flancs des guides d'onde est l'une des causes principales de pertes optiques en photonique intégrée. Elle provient le plus souvent lors de la fabrication des composants. En particulier, les étapes de photolithographie et de gravure peuvent générer de la rugosité sur les flancs de résine et sur les flancs de SiN après gravure. L'interaction du mode guidé avec des flancs rugueux provoque une dispersion de la lumière qui se couple en partie sur des modes rayonnés. Le modèle de Payne et Lacey [7] est l'un des principaux développements analytiques utilisés pour décrire les pertes de propagation dues à la rugosité des flancs. La structure considérée, illustrée sur la Figure II-7, est celle d'un guide d'onde plan d'une épaisseur  $e_p$  et d'indice  $n_c$ . Le guide se situe dans un environnement homogène d'indice  $n_{sub}$ .

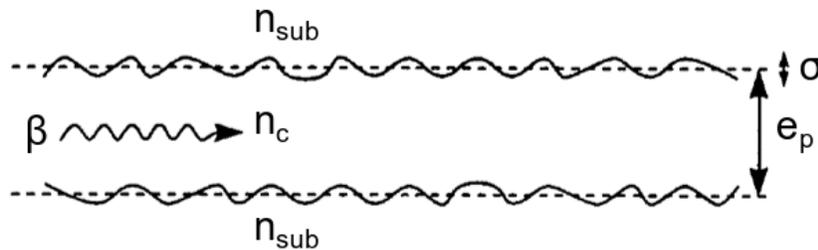


Figure II-7 : Schéma emprunté de la publication de Payne et Lacey [7] (repris avec des annotations propres au manuscrit) représentant la rugosité des flancs d'un guide d'onde.

Payne et Lacey décrivent la rugosité de surface à partir de la fonction de densité spectrale (FDS) du profil de rugosité, qui correspond à la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation dudit profil. Si l'on note  $R(u)$  cette fonction d'autocorrélation où  $u$  est la variable de déplacement du profil de rugosité par rapport à lui-même, la FDS peut s'écrire :

$$\tilde{R}(\Omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} R(u) e^{i\Omega u} du \quad (\text{II-20})$$

Où  $\Omega$  est la variable de fréquence spatiale liée au profil de rugosité. La fonction d'autocorrélation  $R(u)$  prend en compte deux paramètres principaux : la variance  $\sigma^2$  du profil de rugosité correspondant à  $R(0)$ , et la longueur de corrélation  $L_{corr}$  pouvant se définir comme la largeur de la courbe d'autocorrélation à hauteur  $1/e$ . À l'issue d'un développement analytique, Payne et Lacey déduisent l'expression suivante pour les pertes de propagation :

$$\alpha_{rug} = \frac{\sigma^2}{\sqrt{2}k_0 e_p^4 n_c} g \cdot f \quad (\text{II-21})$$

Où  $\sigma$  est l'écart-type du profil de rugosité. Le facteur  $g$  dépend uniquement de la géométrie et des caractéristiques optiques du guide, et le facteur  $f$  est obtenu en intégrant la FDS suivant deux modèles possibles : exponentiel ou gaussien. Le modèle exponentiel est généralement accepté comme étant le plus adéquat [8]. Les pertes évoluent de manière quadratique avec l'écart-type  $\sigma$  du profil de rugosité. En revanche, elles sont inversement proportionnelles à la puissance 4 de l'épaisseur (ou de la largeur suivant la forme du guide considéré). On s'attend donc à une augmentation significative des pertes avec la réduction de la dimension du guide.

De la caractérisation expérimentale des rugosités, il est possible de déduire un paramètre que l'on appelle LER (Line Edge Roughness), correspondant à la valeur  $3\sigma$  de l'amplitude du profil de rugosité par rapport à un flanc médian idéal (parfaitement lisse). L'estimation et la modélisation des pertes de propagation dues aux rugosités nécessitent au moins deux paramètres expérimentaux : l'amplitude moyenne de la rugosité donnée par la mesure du LER, et la longueur de corrélation du profil de rugosité.

Des mesures de rugosité ont été effectuées sur un lot d'échantillons photoniques réalisé antérieurement à ma thèse et comprenant de guides de type canal en SiN LPCVD encapsulés dans de la silice. Les guides ont des dimensions de  $300 \text{ nm} \times 200 \text{ nm}$ , identiques à celles des guides d'ondes monomodes définis dans la section précédente. Le SiN utilisé pour ces circuits possède un indice de réfraction de 2,03. Le LER moyen mesuré sur les flancs des guides s'élève à environ 4,8 nm et la largeur réelle des guides a été mesurée à environ 270 nm, pour une largeur visée de 300 nm. Ils affichaient des pertes de propagation relativement élevées : à hauteur de 14 dB/cm à la longueur d'onde de 519 nm [9]. N'ayant pu avoir accès au profil de rugosité, la longueur de corrélation n'a pas pu être calculée. Il a donc fallu l'estimer numériquement connaissant la largeur réelle des guides d'onde, le LER ( $\sim 4,8 \text{ nm}$ ) et les pertes de propagation mesurées expérimentalement. L'estimation des pertes en fonction de la longueur de corrélation est montrée sur la Figure II-8 selon le modèle exponentiel.

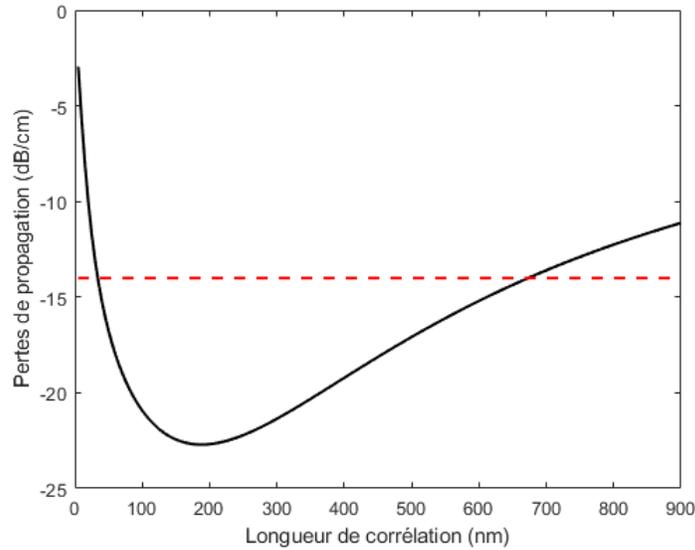


Figure II-8 : Pertes de propagation à 532 nm de longueur d’onde en fonction de la longueur de corrélation du profil de rugosité, pour des guides en SiN d’indice 2,03 et d’une largeur de 270 nm. Le trait pointillés rouge repère le niveau des pertes expérimentales autour de 14 dB/cm.

Les pertes présentent un point d’inflexion en fonction de la longueur de corrélation, la courbe rouge pointillés, correspondant à la valeur expérimentale de pertes de propagation, croise deux fois la courbe continue noire. Cela signifie qu’il existe deux solutions possibles de longueur de corrélation. Dans l’exemple montré ici, les longueurs de corrélation correspondantes sont 34 nm et 673 nm. En fixant  $L_{\text{corr}} = 34$  nm, il est possible d’utiliser la même équation (II-21) pour estimer les pertes de propagation en fonction de la largeur de guide (voir Figure II-9).

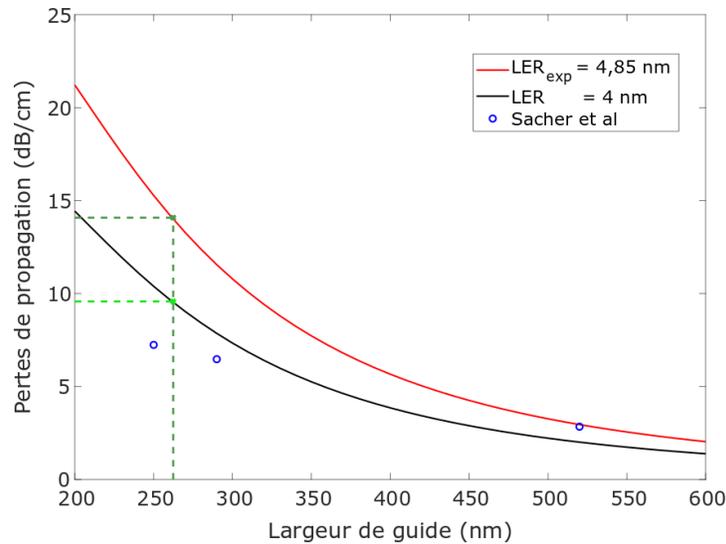


Figure II-9 : Pertes de propagation en fonction de la largeur du guide en tenant compte d’une longueur de corrélation de 34 nm. Le trait pointillé vert foncé repère la valeur expérimentale de pertes de 14 dB/cm et le trait pointillé vert clair l’estimation de pertes avec la même largeur de guide

et avec un LER abaissé à 4 nm. Courbes comparées aux résultats expérimentaux de Sacher *et al.* [10].

Le modèle de Payne et Lacey appliqué à nos circuits photoniques montre une décroissance plus ou moins significative des pertes de propagation en fonction de la largeur des guides. Conformément aux données expérimentales repérées par les pointillés verts foncé, les guides de 270 nm présentent des pertes de 14 dB/cm à 519 nm de longueur d'onde, mais pourraient avoir des pertes d'environ 10 dB/cm si la largeur de 300 nm avait été respectée. Pour une largeur de 400 nm, les pertes chuteraient à environ 7 dB/cm. La LER a également un effet significatif sur les pertes : sa réduction à 4 nm permettrait d'abaisser les pertes en-dessous de 5 dB/cm à une largeur de guide de 400 nm. Les résultats sont comparés avec ceux de l'équipe de W.D. Sacher, représentés par les cercles bleus sur la Figure II-8. Ces chercheurs de l'université de Toronto ont étudié différentes configurations de guide SiN dans le visible [10]. Leurs résultats sont utilisés comme référence pour l'analyse de courbes de la Figure II-9. Bien que la tendance soit similaire, il ne semble pas y avoir de corrélation forte entre le modèle de Payne et Lacey et les résultats de Sacher *et al.* Bien que les données de rugosité de leurs guides sont inconnues, les résultats de pertes publiées par cette équipe font partie des rares données expérimentales disponibles en photonique intégrée sur SiN dans le spectre visible.

### *II.1.3.3 Courbures*

Les courbures de guides ne sont pas sans effet sur le mode guidé ; elles peuvent générer des pertes optiques si la perturbation est trop forte. Les pertes par courbure peuvent s'expliquer par un désaccord de recouvrement entre les modes de propagation qui évoluent avec la déformation de la structure. Le milieu parcouru par un mode guidé se propageant le long d'une courbure peut s'interpréter comme un profil d'indice avec un gradient latéral provoquant un « décentrage » du mode par rapport à un guide droit, comme illustré sur la Figure II-10. Ce phénomène peut être assimilé à l'effet centrifuge ressenti par un objet en mouvement circulaire et uniforme autour d'un centre de rotation. La propagation du mode sur cette trajectoire génère des pertes dites « radiatives ». D'autre part, le désaccord de recouvrement des modes génère des pertes optiques aux deux « interfaces » guides droit – guide courbe et guide courbe – guide droit.

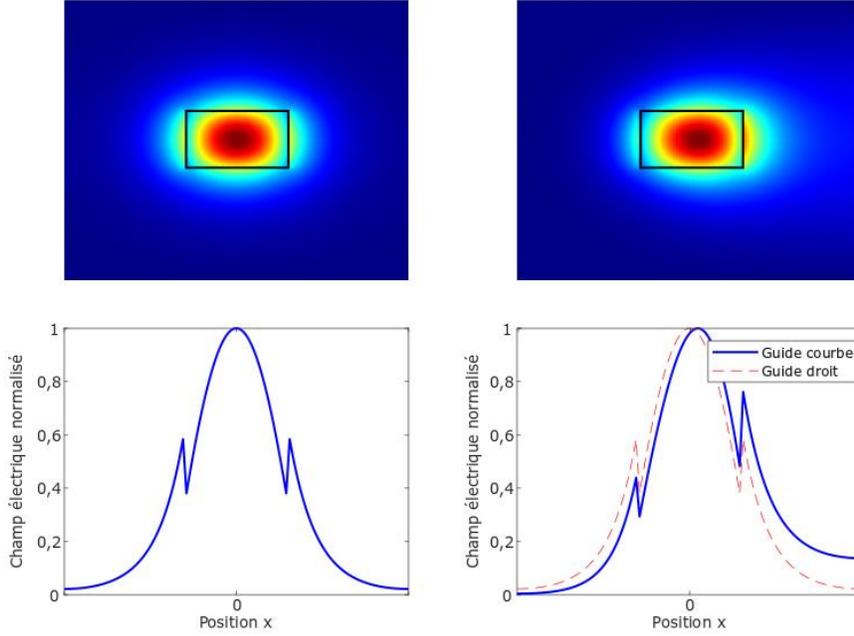


Figure II-10 : Distributions de puissance 2D (en haut) d'un mode TE00 dans un guide droit (à gauche) et dans un guide courbe (à droite). Les coupes 1D correspondantes sont représentées en bas selon l'axe  $x$ .

Les deux composantes de pertes, illustrées sur la Figure II-11 (a), sont exprimées par l'équation (II-22) pour le cas d'une courbure à  $90^\circ$  [12]:

$$\alpha_{\text{cerc}} = \frac{\pi r}{2} \alpha_{\text{rd}} + 2 \text{Recouv}(\psi_1; \psi_2) \quad (\text{II-22})$$

Où  $r$  est le rayon de courbure,  $\alpha_{rd}$  est le terme de pertes radiatives dans la courbure pouvant être modélisé à partir d'une partie imaginaire affectée à l'indice effectif [13] en utilisant l'équation (II-19). Le terme  $\text{Recouv}(\psi_1; \psi_2)$  représente le recouvrement entre le mode dans le guide droit  $\psi_1$  et le mode dans le guide courbe  $\psi_2$ , caractérisés par les champs  $E_1$  et  $E_2$  et s'exprimant [14]

$$\text{Recouv}(\psi_1; \psi_2) = \frac{(\iint E_1 \cdot E_2^* dS)^2}{(\iint E_1 \cdot E_1^* dS) \times (\iint E_2 \cdot E_2^* dS)} \quad (\text{II-23})$$

Où  $dS = \|\vec{dS}\| = \|\vec{dx} + \vec{dy}\|$  est un élément de surface de la coupe du guide. Bien que la courbure circulaire soit relativement compacte, elle n'est pas optimisée du point de vue des pertes optiques. En effet, la transition brutale entre un guide droit (de rayon infini) et un guide courbe de rayon  $r$  engendre un désaccord de recouvrement pouvant provoquer des pertes non-négligeables, d'autant que le désaccord de recouvrement des modes représente la majeure contribution aux pertes par courbure [15]. Afin de réduire cet effet de double interface, il est préférable de créer une transition progressive entre un guide droit de rayon de courbure infini et un guide de rayon de courbure minimal  $r_{\text{min}}$ . Une solution adoptée dans ce travail est la courbure suivant un modèle sinusoïdal, donné par :

$$y = r_{\min} \sin\left(\frac{x}{r_{\min}}\right) \quad (\text{II-24})$$

Contrairement à la courbure circulaire, le rayon n'est pas constant, mais dépend du parcours sur la courbure. Il existe donc une meilleure continuité d'interfaces entre une portion infinitésimale de guide de rayon  $r(l)$  et la portion infinitésimale suivante de rayon  $r(l + dl)$ . De même, les pertes radiatives  $\alpha_{rd}$  ne sont plus constantes mais dépendent du parcours le long de la courbure. Le cas de la courbure sinusoïdale est illustré sur la Figure II-11 (b). Similairement à la courbure circulaire, les pertes optiques dans une courbure sinusoïdale s'écrivent :

$$\alpha_{\sin} = \int_{l_0}^{l_f} [\text{Recouv}[\psi(l); \psi(l + dl)] + \alpha_{rd}(l)] dl \quad (\text{II-25})$$

La distribution de champ des modes  $\psi(l)$  et  $\psi(l + dl)$ , ainsi que les pertes radiatives, dépendent du profil d'indice perçu dans chaque portion de guide courbe. Pour un même rayon de courbure minimal, les courbures sinusoïdales offrent des pertes optiques réduites par rapport aux courbes circulaires, aux prix d'une perte de compacité. Si l'on représente la surface utile de la courbure par un rectangle, tel que montré sur la Figure II-11, une courbure circulaire occuperait une surface de  $S_{\text{circ}} = r^2$ . En revanche, une courbure sinusoïdale occuperait une surface  $S_{\text{sin}} = (\pi r)^2/2$ , soit environ cinq fois plus.

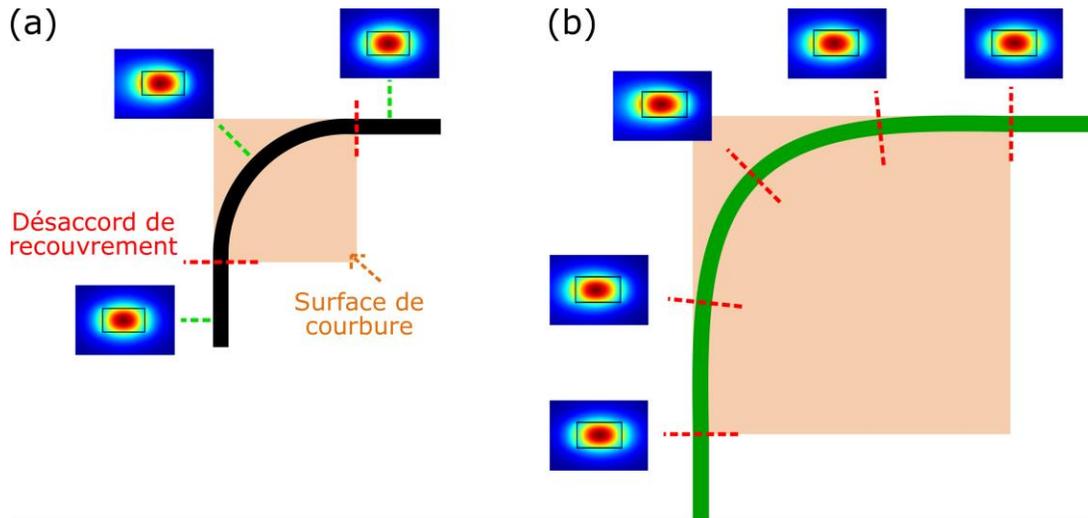


Figure II-11 : Illustration du profil d'un mode guidé dans un guide courbe en comparant (a) un modèle circulaire avec (b) un modèle sinusoïdal. La surface occupée par les courbures est également mise en évidence dans les deux cas.

L'introduction de courbures sinusoïdales multiplie par plus de deux fois l'espace latéral occupé par rapport à une courbure circulaire. En revanche, leur avantage est considérable au niveau des pertes optiques. La Figure II-12 montre des résultats de simulation de ces deux composants en fonction du rayon de courbure, effectué antérieurement à ma thèse sur des guides d'onde SiN fabriqués par dépôt LPCVD [16].

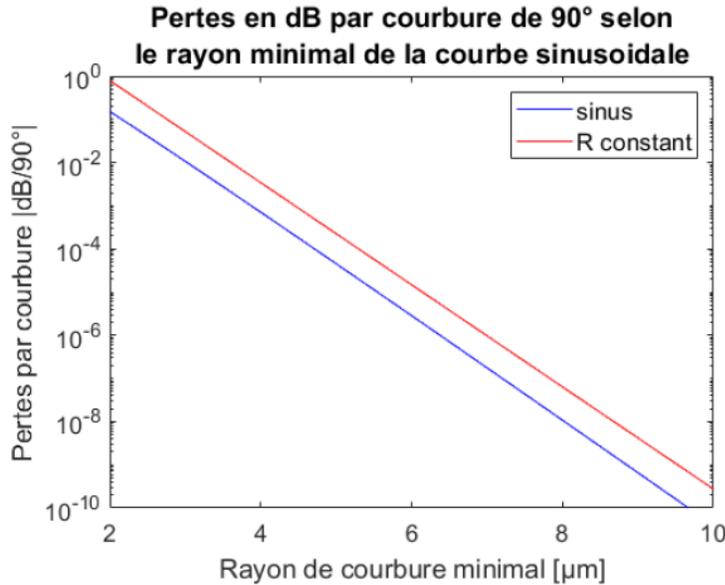


Figure II-12 : Pertes optiques simulées en fonction du rayon de courbure minimal en comparant les courbures de guides circulaires et sinusoidales.

Sur l'ensemble des rayons de courbure considérés, les pertes optiques simulées sur des courbures sinusoidales sont constamment autour d'un ordre de grandeur (10 dB) en-dessous des pertes avec des courbures circulaires.

Les rappels théoriques qui viennent d'être présentés sur les guides d'onde peuvent désormais être mis en œuvre pour aborder la problématique de la densification d'une distribution de guides d'onde, laquelle tourne autour d'une notion centrale qui est celle du couplage de modes. La problématique de densification est évoquée dans la partie suivante.

## II.2 Densification d'une distribution de guides

Le circuit d'adressage d'une distribution de points d'émission doit pouvoir s'adapter aux besoins de densité nécessaires à l'effet d'auto-focalisation recherché pour l'écran de projection. La densification d'une distribution de guides est donc une étape indispensable à la conception du circuit. Cependant, un des freins majeurs est le couplage de modes entre guides d'onde voisins, se caractérisant par un transfert de la puissance optique de l'un à l'autre.

### II.2.1 Couplage de modes

Le couplage vient de l'interaction du champ évanescent d'un mode propagé dans un guide avec un autre guide présent dans son voisinage [17]. Ce phénomène peut être mis à profit dans un composant spécifique appelé « coupleur directionnel » (CD). Ce composant photonique est composé classiquement de deux guides monomodes et permet de transférer de la puissance optique d'un guide à son voisin sans qu'il n'y ait de contact entre eux. La théorie des modes couplés (TMC) décrit le couplage de modes à partir du jeu d'équations différentielles suivant [17] :

$$\begin{cases} \frac{\partial G_1}{\partial z} = -i\kappa G_2 \\ \frac{\partial G_2}{\partial z} = -i\kappa G_1 \end{cases} \quad (\text{II-26})$$

Avec  $G_j$  l'amplitude (exprimée en formalisme complexe) du champ électrique associé au mode fondamental dans le guide  $j$ , et  $\kappa$  le coefficient de couplage inter-guide exprimé par [4] :

$$\kappa = \frac{\sqrt{2\delta}}{8} \frac{k_x^2 \gamma_x^2 l_g^3}{\left(1 + \gamma_x \frac{l_g}{2}\right) v^3} e^{-\gamma_x \left(d - \frac{l_g}{2}\right)} \quad (\text{II-27})$$

$$\gamma_x = \sqrt{k_0^2 (n_{gd}^2 - n_{sub}^2) - k_x^2} \quad (\text{II-28})$$

$$v = k_0 \cdot l_g \cdot n_{gd} \sqrt{\frac{\delta}{2}} \quad (\text{II-29})$$

$$\delta = \frac{n_{gd}^2 - n_{sub}^2}{2n_{gd}^2} \quad (\text{II-30})$$

Où  $k_x$  est la composante selon  $x$  du vecteur d'onde et  $d$  est la distance inter-guide centre-à-centre. La résolution du système d'équation (II-26) donne :

$$\begin{cases} P_1(z) = P_0 \cos^2(\kappa z) \\ P_2(z) = P_0 \sin^2(\kappa z) \end{cases} \quad (\text{II-31})$$

Avec  $P_0$  la puissance initiale injectée dans le guide 1 et  $P_1$  et  $P_2$  les puissances dans les guides 1 et 2 en fonction de la distance de propagation selon  $z$ . Le taux de couplage  $\tau_{cpl}$  s'obtient en normalisant ces puissances par rapport à la puissance initiale :

$$\tau_{cpl} = \frac{P_2(z)}{P_0} = \sin^2(\kappa \cdot z) \quad (\text{II-32})$$

L'équation (II-32) montre la périodicité de la puissance couplée entre les deux guides d'onde, laquelle est aussi représentée sur la Figure II-13. La longueur de couplage  $L_c$  est la longueur de propagation nécessaire pour transférer l'intégralité de la puissance optique d'un guide vers l'autre. Mathématiquement, cela se traduit par  $\tau_{cpl} = 1$ , ce qui permet de déduire, en combinant les équations (II-27) et (II-32) :

$$L_c = \frac{\pi \left(1 + \gamma_x \frac{l_g}{2}\right) k_0^3 n_{guide}^3 \delta}{k_x^2 \gamma_x^2} e^{\gamma_x \left(d - \frac{l_g}{2}\right)} \quad (\text{II-33})$$

Cette relation met en évidence l'augmentation exponentielle de la longueur de couplage en fonction de l'espacement inter-guide.

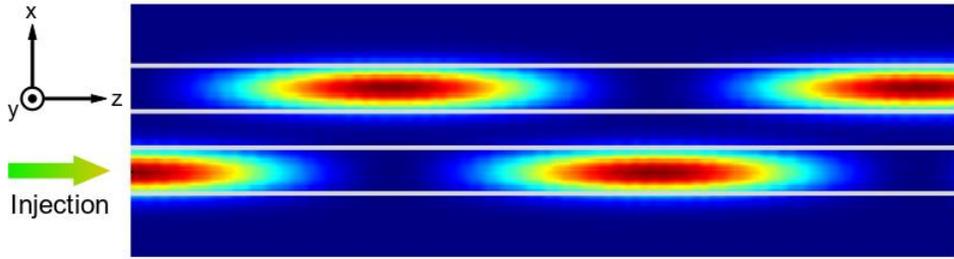


Figure II-13 : Coupe longitudinale en deux dimensions du couplage de mode entre deux guides d'onde identiques.

Le couplage également peut être décrit en considérant le coupleur directionnel comme une structure unique supportant deux modes dits « symétrique » et « antisymétrique », chacun ayant son propre indice effectif de réfraction  $n_{eff_{sym}}$  et  $n_{eff_{asym}}$ . Ces deux modes sont représentés schématiquement sur la Figure II-14.

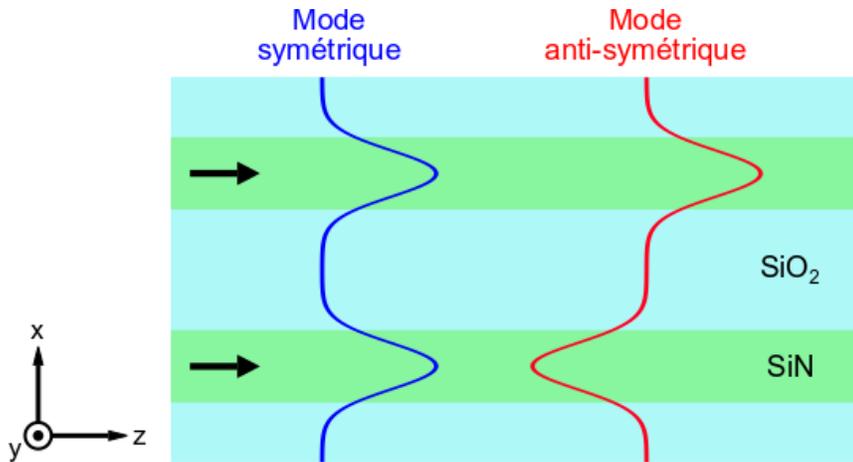


Figure II-14 : Représentation schématique des modes symétrique et antisymétrique dans une structure à deux guides identiques et monomodes d'un coupleur directionnel.

Le coefficient de couplage dépend de la différence d'indice effectif  $\Delta n_{eff} = |n_{eff_{sym}} - n_{eff_{asym}}|$  :

$$\kappa = \frac{\pi \Delta n_{eff}}{\lambda} \quad (\text{II-34})$$

On peut retrouver une nouvelle définition de la longueur de couplage en combinant les équations (II-32) et (II-34) :

$$L_c = \frac{\pi}{2\kappa} = \frac{\lambda}{2\Delta n_{eff}} \quad (\text{II-35})$$

Les coupleurs directionnels sont des éléments fondamentaux pour les circuits photoniques. Ils sont utiles pour diviser la puissance optique sur plusieurs canaux ou pour l'acheminer vers des canaux différents. Cependant, le phénomène de couplage peut s'avérer problématique lorsqu'il s'agit de les rapprocher pour densifier un circuit. L'étude du couplage de modes est donc au cœur de la problématique de densification : il est important de le limiter le plus possible tout en offrant une compacité optimale.

## II.2.2 Distribution de guides identiques

La TMC montre que le couplage entre deux guides d'onde augmente à mesure que ceux-ci sont rapprochés. Cela se traduit par une réduction de la longueur de couplage. Selon l'approche des super-modes, cela signifie que la différence d'indice effectif entre le mode symétrique et l'antisymétrique est plus importante. Cependant, il est également possible d'intervenir sur le couplage de modes entre les deux guides en jouant sur les sections des guides (voir Figure II-15).

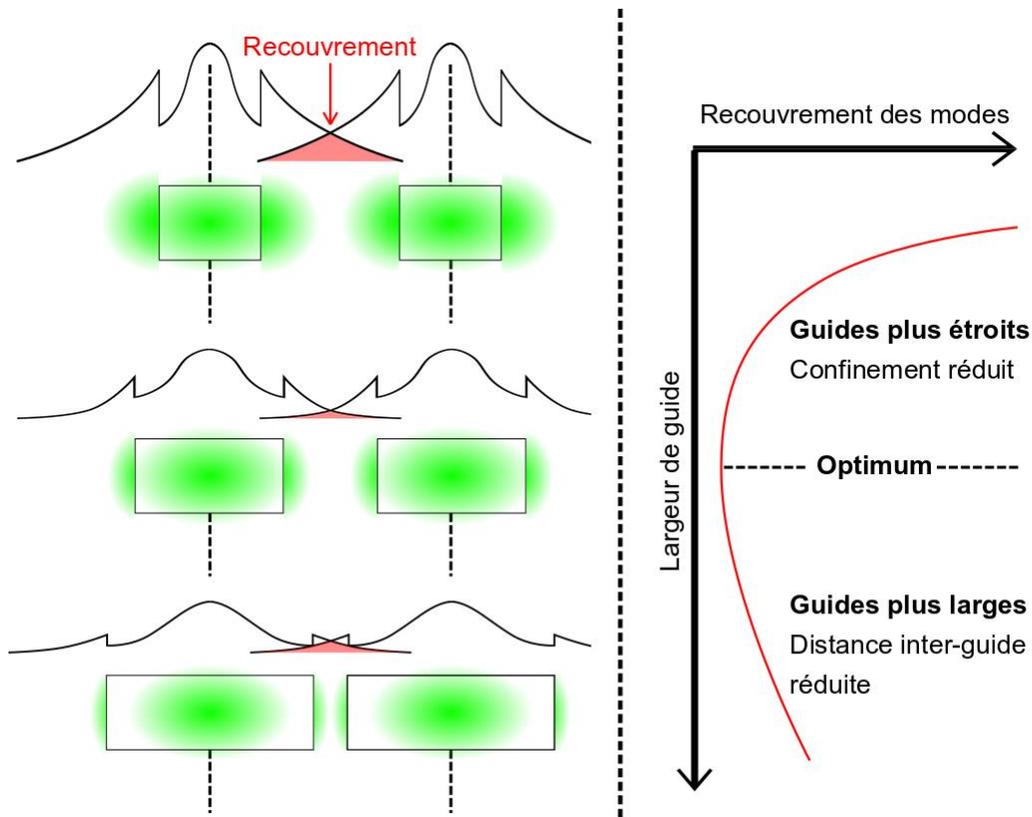


Figure II-15 : Représentation du couplage de mode à écart inter-guide fixe en fonction de la largeur des guides.

Similairement au système d'équations (II-26), le coupleur à N guides peut être décrit par le système d'équations différentielles suivant, selon la nomenclature illustrée sur la Figure II-16.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial G_{N-1}}{\partial z} = -i\kappa G_{N-3} \\ \dots \\ \frac{\partial G_{2j}}{\partial z} = -i\kappa (G_{2j-2} + G_{2j+2}) \\ \dots \\ \frac{\partial G_2}{\partial z} = -i\kappa (G_1 + G_4) \\ \frac{\partial G_1}{\partial z} = -i\kappa (G_2 + G_3) \\ \frac{\partial G_2}{\partial z} = -i\kappa (G_1 + G_4) \\ \dots \\ \frac{\partial G_{2j+1}}{\partial z} = -i\kappa (G_{2j-1} + G_{2j+3}) \\ \dots \\ \frac{\partial G_{N-1}}{\partial z} = -i\kappa G_{N-3} \end{array} \right. \quad (\text{II-36})$$

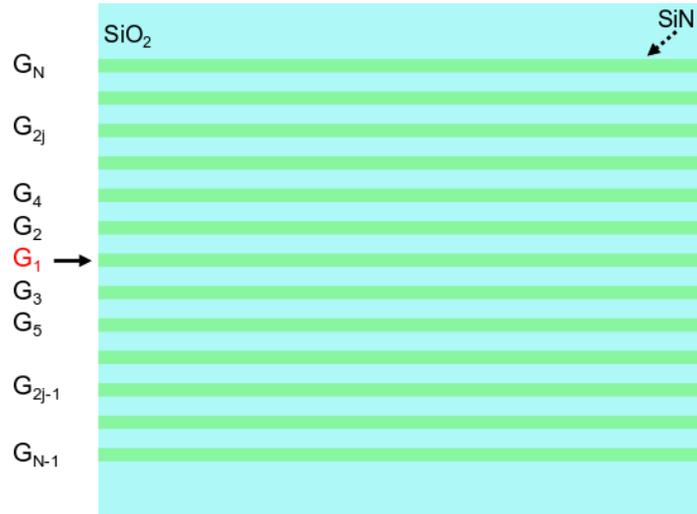


Figure II-16 : Nomenclature utilisée pour la résolution des équations différentielles de couplage dans une distribution de N guides identiques.

Lors de cette étude, une approximation a été faite consistant à limiter le couplage aux premiers proches voisins de chaque guide. En effet, si l'on considère deux guides identiques de largeur 300 nm, d'épaisseur 200 nm et espacés d'une distance  $d = 1 \mu\text{m}$  centre-à-centre, la TMC prévoit une longueur de couplage d'environ 4,4 mm. Si la distance inter-guide est doublée, la longueur de couplage augmente à environ 125 m. En d'autres termes, le ratio des coefficients de couplage pour un inter-guide  $d$  et  $2d$  vaut environ 0,0035 %. On peut donc négliger sans risque le couplage direct au second plus proche voisin dans une distribution de guides. Ainsi, pour un signal incident couplé avec le mode fondamental du guide 1 (guide central), le couplage n'est premièrement pris en compte que dans les guides 2 et 3. Ensuite, la puissance couplée dans le guide 2 se couple à son tour dans le guide 4 et 1, qui sont les proches voisins du guide 2. La répartition de la puissance dans tout le réseau de guides d'onde est modélisée selon ce principe. Contrairement

au cas à deux ou trois guides dont les équations sont aisément résolubles analytiquement, le système à N guide n'est résoluble que de manière numérique.

On impose un taux de couplage limite  $\tau_{\text{cpl};\text{lim}} = -20$  dB à ne pas dépasser sur une longueur de propagation totale  $L_{\text{tot}} = 5$  cm, qui est la longueur maximale estimée pour les guides d'onde du circuit. On peut approximer le coefficient de couplage limite  $\kappa_{\text{lim}}$  grâce à l'équation (II-34) déduite de l'approximation des super-modes. Les différentes configurations de dimensions et espaces inter-guide satisfaisant  $\kappa = \kappa_{\text{lim}}$  ont été déterminées à partir de simulations numériques et à l'aide des équations (II-34) et (II-35). Ces solutions sont représentées sur la Figure II-17 en montrant l'évolution de la largeur limite en fonction de l'inter-guide. Les différentes courbes sont quant à elles déclinées en fonction de l'épaisseur du guide.

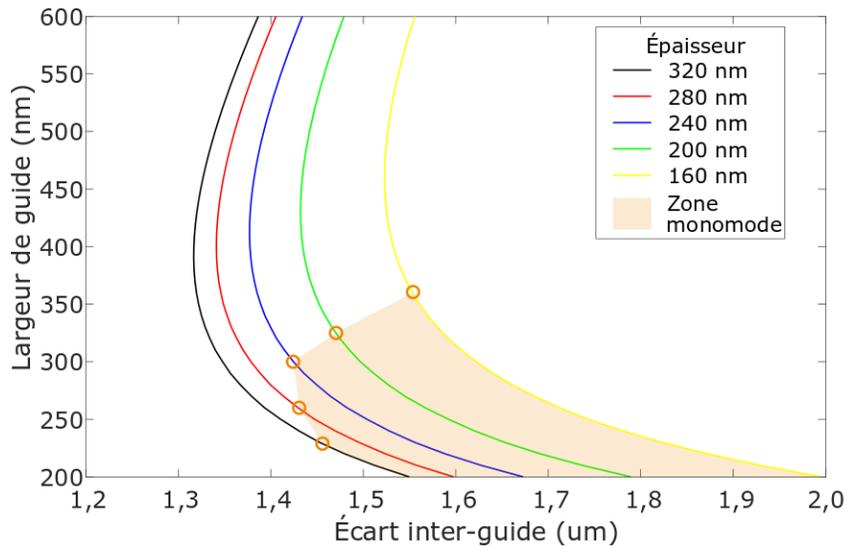


Figure II-17 : Largeur de guide en fonction de l'écart inter-guide satisfaisant la condition  $\kappa = \kappa_{\text{lim}}$ , pour diverses épaisseurs de guides. La surface orange représente la zone de fonctionnement monomode à la longueur d'onde de 532 nm.

La tendance de chaque courbe est similaire à celle représentée sur la Figure II-15. Il existe une multitude de solutions de dimensions de guide (largeur et épaisseur) et d'espace inter-guide permettant d'atteindre le taux de couplage limite. Pour chaque courbe, un optimum de densité est obtenu au point d'inflexion, lorsque l'écart inter-guide est le plus faible. On constate qu'il n'existe pas d'optimum global de densité dans la zone de guide monomode. Dans tous les cas simulés, la meilleure densité dans la zone de fonctionnement monomode est donnée pour un écart inter-guide de  $1,42 \mu\text{m}$  et des dimensions de guide (largeur, épaisseur) de  $300 \text{ nm} \times 240 \text{ nm}$ .

Cependant, dans le but de ne pas faire apparaître un mode secondaire TE01 (resp. TM01) dans la direction verticale, il est souhaitable de choisir une épaisseur de guide inférieure ou égale à l'épaisseur de coupure de ce mode. En effet, les guides étant fabriqués par dépôt de matériau, leur épaisseur est difficilement modulable après le dépôt. Une épaisseur de guide maximale de 200 nm est donc fixée pour tous les guides, celle-ci permettant de conserver la monomodicité dans le plan vertical.

Dans le plan horizontal, la question de la monomodicité est plus critique car la Figure II-17 présente un optimum global de densité pour un écart inter-guide de  $1,43 \mu\text{m}$  et une largeur de guides d'environ  $400 \text{ nm}$ . Or les guides sont bimodes horizontalement à cette largeur. Cependant, en plus d'optimiser la densité, élargir le guide permet de réduire les pertes de propagation liées à la rugosité des flancs. J'ai donc délibérément choisi de concevoir des guides bimodes en fixant la largeur à  $400 \text{ nm}$ . Il a cependant fallu accompagner ce choix de précautions afin de s'assurer que le mode fondamental ne soit pas perturbé au niveau de transitions ou de courbures par exemple, afin de ne pas risquer de coupler de la puissance sur un mode d'ordre supérieur. Pour cela, le mode fondamental peut être couplé dans un guide monomode qui est ensuite élargi de manière adiabatique.

Il ressort de cette partie qu'il est possible de densifier une distribution de guides en jouant sur leurs dimensions. Néanmoins, pour une distribution de guides identiques la diaphonie de signal reste un facteur limitant. Une des solutions pour contrer cette limite est d'introduire différentes dimensions de guides au sein de la distribution. Cela permet a priori de réduire la diaphonie et donc de rapprocher les guides. Cette approche est détaillée dans la section suivante.

## II.2.3 Distribution de guides non-identiques

### II.2.3.1 Couplage $\Delta\beta$

Un coupleur dit «  $\Delta\beta$  » est composé de deux guides d'ondes monomodes, parallèles et non identiques. Les modes fondamentaux propagés dans chaque guide n'ont pas la même constante de propagation, impliquant donc que  $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 \neq 0$ . Cela crée un désaccord de phase qui limite le couplage de modes.

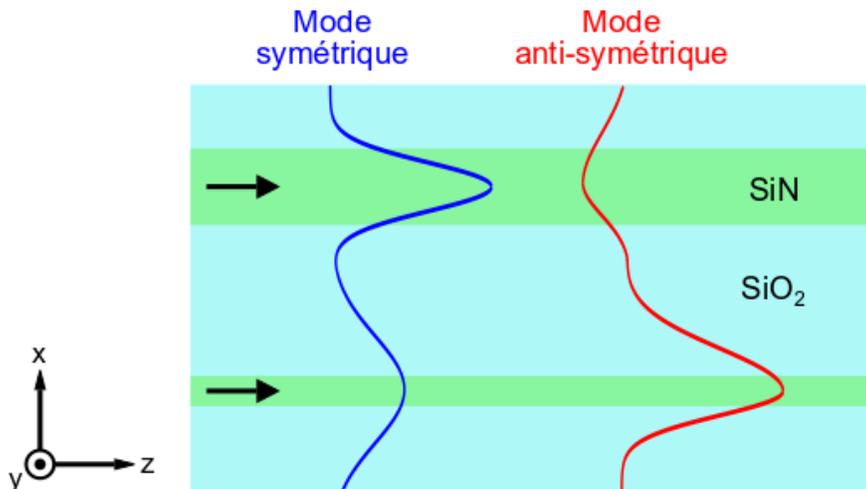


Figure II-18 : Illustration des profils des modes dans un coupleur  $\Delta\beta$ .

Les équations différentielles régissant le couplage  $\Delta\beta$  s'écrivent similairement au jeu d'équations du système (II-26) pour une distribution de guides identiques, en ajoutant toutefois un terme lié aux différences de constantes de propagation :

$$\begin{cases} \frac{\partial G_1}{\partial L} = -i\kappa G_2 + i\Delta\beta G_1 \\ \frac{\partial G_2}{\partial L} = -i\kappa G_1 + i\Delta\beta G_2 \end{cases} \quad (\text{II-37})$$

La résolution de ce système permet de déduire le taux de couplage dans le guide voisin [13] :

$$\tau_{\text{cpl}} = \left( \frac{\kappa}{\kappa_{\text{eff}}} \right)^2 \sin^2(L \kappa_{\text{eff}}) \quad (\text{II-38})$$

Où  $\kappa_{\text{eff}}$  est le coefficient de couplage effectif tenant compte de  $\Delta\beta$  et s'exprimant :

$$\kappa_{\text{eff}} = \sqrt{\left( \frac{\Delta\beta}{2} \right)^2 + \kappa^2} \quad (\text{II-39})$$

Comme  $\kappa_{\text{eff}} > \kappa$ , la longueur de couplage est plus courte. En revanche, le maximum transférable est modulé par le terme  $(\kappa/\kappa_{\text{eff}})^2$  qui est inférieur à l'unité. Dès lors, on ne s'intéresse plus à la longueur de couplage, mais plutôt au maximum transférable qu'il faut diminuer le plus possible en jouant sur le paramètre  $\Delta\beta$ .

Conformément à l'équation (II-4), la différence entre les constantes de propagation peut être modulée à partir des indices effectifs de modes propagés. Modifier la dimension (par exemple la largeur) d'un guide par rapport à l'autre permet de réduire le maximum de couplage. Sur la Figure II-19 est représenté le profil 1D de la puissance optique dans le guide d'injection et dans le guide voisin en fonction de la longueur de propagation. Une comparaison est faite entre la TMC et une simulation numérique.

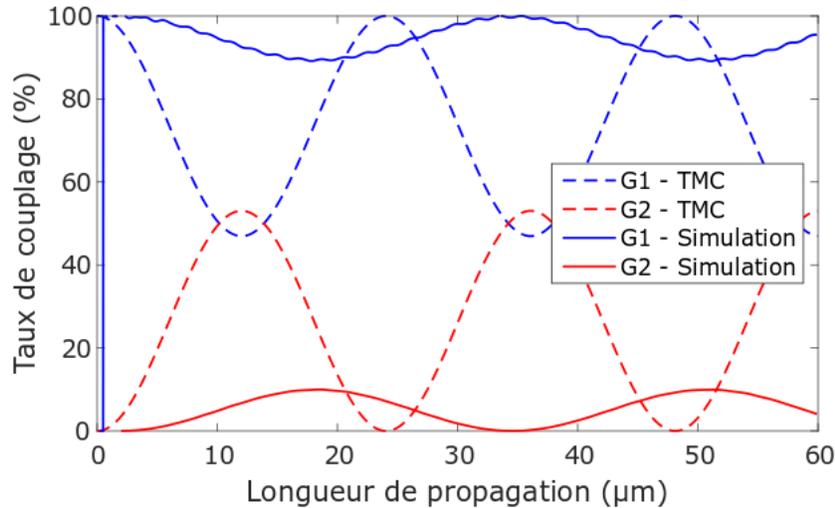


Figure II-19 : Profil d'évolution de la puissance optique entre un guide de largeur 400 nm et un guide de 360 nm espacés de 600 nm centre-à-centre. La simulation FDTD est comparée à la TMC.

On remarque une forte discordance entre les deux méthodes. Ce constat a déjà été fait dans la littérature [13]. L'équation (II-38) n'est précise que pour des contrastes d'indice relativement faibles, ce qui n'est pas le cas du nitrure de silicium avec l'oxyde de silicium. La TMC permet une bonne compréhension des phénomènes de couplage ; néanmoins, pour des cas plus similaires à mon travail de thèse où les contrastes d'indice sont relativement élevés, l'utilisation de simulations numériques s'avère être une alternative plus précise.

Pour le reste de mon travail j'ai utilisé les simulations numériques pour le dimensionnement des distributions denses de guides hétérogènes, dont les résultats sont donnés au Chapitre III. Ces simulations se basent sur une approche présentée en 2015 dans la revue Nature Communications par Song *et al.* [18], cherchant à densifier efficacement une distribution de guide. La solution qu'ils proposent consiste à redéfinir une distribution de guides sous la forme d'une répétition de cellules de guides hétérogènes, plutôt que de guides individuels et identiques.

### II.2.3.2 Cellules de guides

Les cellules élémentaires à partir desquelles Song *et al.* construisent leur architecture dense de guides d'onde sont formées de guides non-identiques, mettant ainsi en œuvre le phénomène de couplage  $\Delta\beta$ . Le schéma de deux cellules de guides mises côte à côte est représenté ici sur la Figure II-20.

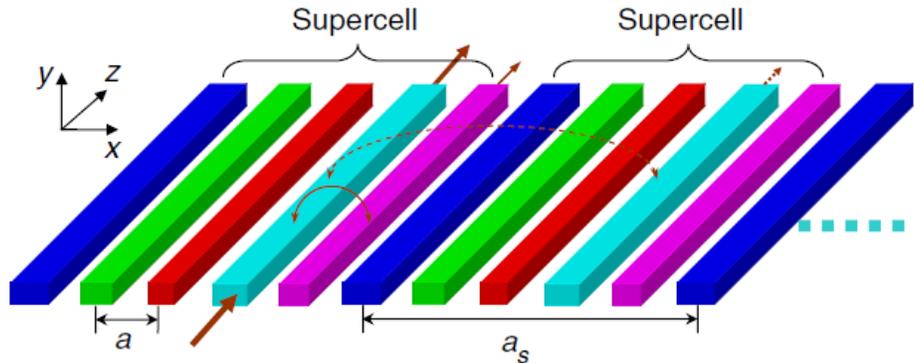


Figure II-20 : Schéma emprunté des travaux de Song *et al.* [18] représentant côte à côte deux cellules de cinq guides d'onde différents.

Afin de contrer les problèmes d'imprécisions rencontrés avec l'équation (II-38), les auteurs ont développé une version vectorielle de la TMC, permettant de généraliser l'analyse du couplage  $\Delta\beta$  à tous types de structures multi-guides et de contrastes d'indice. Celle-ci est présentée dans l'Annexe A.I.

L'approche de Song *et al.* a grandement inspiré mon travail à partir de l'intuition initiale que le couplage  $\Delta\beta$  pouvait offrir une solution à la densification. Mon analyse du problème, réalisée par simulations numériques, sera présentée dans la partie de recherche de densification du chapitre suivant.

## II.3 Adressage aléatoire

### II.3.1 Cahier des charges

Comme abordé dans le précédent chapitre, une distribution aléatoire de points d'émission est nécessaire pour pouvoir projeter une image par auto-focalisation sur la rétine. La répartition des points d'émission a été définie par Fabian Rainouard au cours de ses travaux de thèse [19]. Le schéma d'adressage périodique est à proscrire car il engendre des réplifications de l'image projetée due aux ordres de diffraction. L'introduction d'un schéma aléatoire dans la répartition des points d'émission permet donc d'éliminer ces réplifications d'images. Cependant, une répartition complètement aléatoire pourrait engendrer des espaces conséquents vides de points d'émission, ce qui pourrait dégrader l'homogénéité de l'image. Idéalement, la distribution de points d'émission doit donc être la plus homogène possible sur l'ensemble de la pupille tout en restant suffisamment aléatoire pour ne pas générer d'images fantômes. Le compromis entre ces deux contraintes a amené notre équipe à opter pour un schéma semi-aléatoire tel que montré sur la Figure II-21.

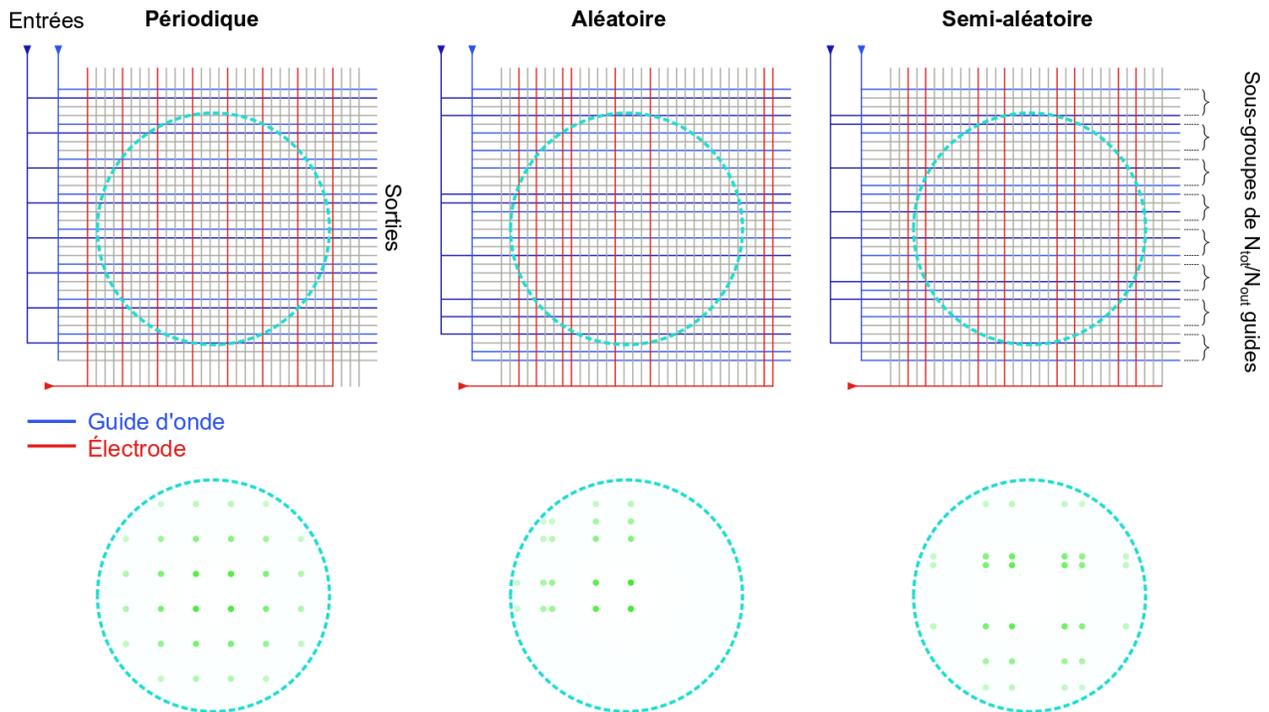


Figure II-21 : Illustration des schémas d'adressage périodique, aléatoire et semi-aléatoire avec leurs effets respectifs sur la répartition des points d'émission localisés aux intersections des guides d'onde/électrodes.

Le cas de l'adressage de 4 entrées vers 32 sorties est pris ici comme exemple, avec seulement deux entrées représentées pour des raisons de simplicité. Chaque entrée adresse 8 sorties. Dans le schéma d'adressage semi-aléatoire, les sorties sont divisées en  $N_{tot}/N_{o/i}$  sous-groupes de guides où  $N_{tot} = 32$  est le nombre total de guides d'onde et  $N_{o/i} = 8$  est le nombre de guides d'onde adressés pour chaque entrée. Il en résulte donc 8 sous-groupes de 4 guides chacun dans lesquels un

guide de chaque groupe est réparti de manière aléatoire. Le même schéma est appliqué sur la séquence d'électrodes à activer.

Outre la séquence d'activation devant garantir un adressage semi-aléatoire, des modèles de courbe en points de Hongrie ont été définis pour les guides et les électrodes. Au lieu de maintenir des canaux droits, on leur donne une forme particulière en succession de segments dans le but d'optimiser la répartition aléatoire des points d'émission (voir Figure II-22).

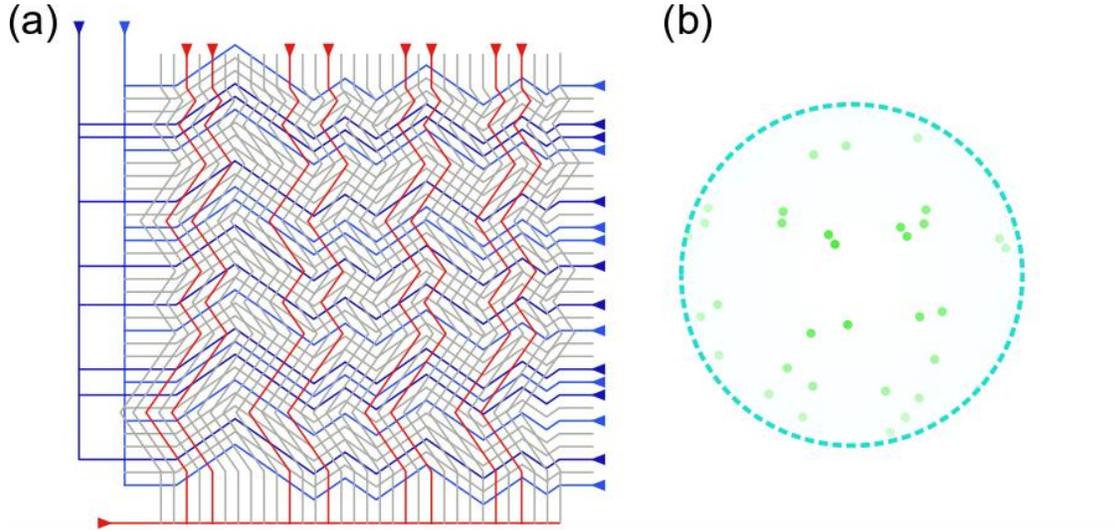


Figure II-22 : (a) Schématisation du modèle de guide en points de Hongrie [20] représenté sur une grille de projection guides d'onde/électrodes en (b). La répartition résultante des points d'émission est représentée en (c).

Le modèle en points de Hongrie permet d'atteindre un nombre de points maximal théorique d'environ 1,4 millions de points dans une pupille de diamètre 4 mm, équivalant à une densité de plus de 11 millions de points par  $\text{mm}^2$ .

Les détails quant à l'optimisation de la forme des canaux ont fait l'objet du travail de thèse de Fabian Rainouard [19]. Un résultat de ce travail est synthétisé de manière simplifiée sur la Figure II-22. Cette solution de forme de canaux en successions de segments constitue la base du cahier des charges pour le travail de conception d'une architecture d'adressage aléatoire en photonique intégrée. Cet adressage aléatoire des guides traversant le projecteur implique nécessairement des croisements de guides d'onde au niveau de la partie de routage, sachant qu'il est de plus nécessaire de couvrir toute la zone de projection de manière relativement homogène. Ces croisements doivent évidemment être gérés avec le moins de pertes optiques possibles.

### II.3.2 Croisements de guides

La problématique d'adressage aléatoire combinée à celle de la densification multiplient considérablement le nombre de croisements de guides à envisager au niveau de la partie de routage photonique. Le nombre maximal de croisements  $N_{max; crois}$  sur chaque chemin emprunté dépend de la position de la source  $n_j$ , du nombre total de sources  $N_s$  et du nombre total de guides à adresser  $N_o$ . Sur l'exemple à 3 entrées et 12 sorties schématisé sur la Figure II-23, un guide adressé

par la source n°2 compte au maximum 4 croisements provenant des guides adressés par la source n°1 et au maximum 1 croisement avec le guide principal de la source 3 ; soit au maximum 5 croisements.

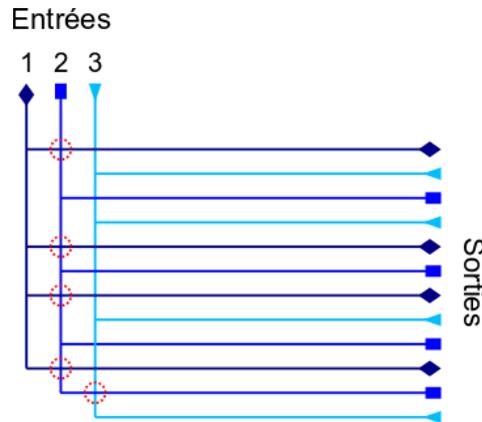


Figure II-23 : Schéma d'architecture de routage de 3 entrées et 12 sorties selon un schéma d'adressage semi-aléatoire.

En généralisant sur  $N_s$  sources et  $N_o$  guides à adresser au total, le nombre maximum de croisements  $N_{max;crois}$  comptabilisé sur un chemin issu de la source  $n_j$  s'écrit :

$$N_{max;crois} = (n_j - 1) \frac{N_o}{N_s} + (N_s - n_j) \quad (II-40)$$

Sur un petit schéma de routage tels que présenté sur la Figure II-23, le nombre de croisements est relativement modéré. Cependant, la grande quantité de points lumineux à émettre implique que le nombre total de guides à adresser soit relativement grand. Si l'on considère 1000 guides à adresser par 20 sources, la quantité maximale de croisements le long d'un chemin s'élèverait à 950 croisements. Il est donc important de diminuer le plus possible les pertes optiques au niveau des croisements de guides. Une façon de réduire de telles pertes est d'élargir les guides au niveau des croisements afin de réduire le plus possible la perturbation du mode liée au changement d'indice effectif. Ce composant, montré sur la Figure II-24 (a), fait partie des briques photoniques de base développées dans des travaux antérieurs à ma thèse dans le cadre du projet de projection rétinienne au CEA-Leti [16]. Des croisements de guides plus complexes sont également présents dans la littérature, comme celui montré sur la Figure II-24 (b) d'après les travaux de Bogaerts *et al.* [21].

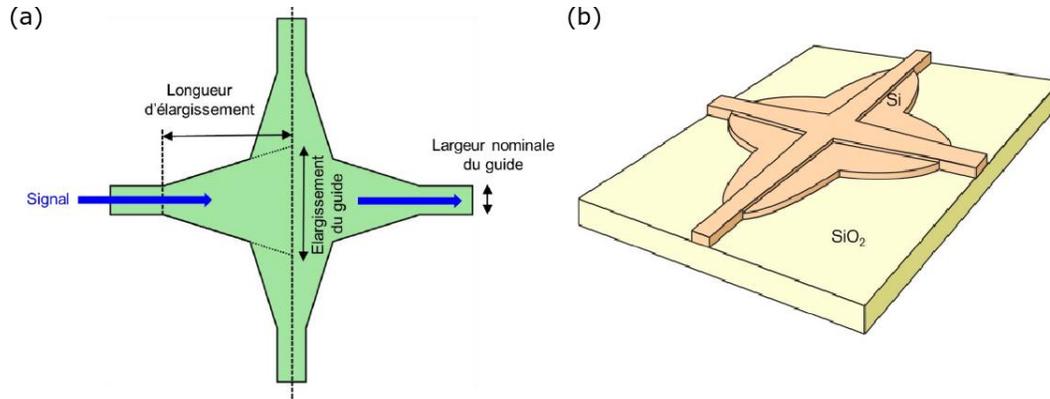


Figure II-24 : Croisement de guides sur simple niveau obtenu (a) par simple élargissement de guides [16] et (b) par élargissement d'un piédestal créé en bordure du guide [21].

Les deux composants montrés sur la figure ci-dessus ont démontré des pertes respectives de 0,18 dB (4,06 %) et 0,16 dB (3,62 %) par croisement. Bien que ces pertes soient relativement faibles pour un petit nombre de croisements, elles deviennent excessives si elles sont cumulées sur quelques centaines, voire milliers, de croisements. Les zones d'élargissement sont par ailleurs très gourmandes en surface, ce qui nous éloigne de notre objectif général de densification.

Pour contourner ce problème, il est nécessaire de créer des ponts pour éviter que les guides ne se croisent sur un même plan. Ceux-ci peuvent être conçus soit de manière monolithique, soit en collant et en alignant deux circuits photoniques réalisés chacun sur simple niveau. Sur une approche multiniveau, les guides d'onde croisés ne sont plus en contact les uns avec les autres, ce qui permet de réduire considérablement les pertes optiques dues à la diaphonie entre les signaux des guides d'onde. De même que pour deux guides dans un même plan, la diaphonie entre deux guides de deux couches différentes décroît exponentiellement avec la distance inter-guides. Les valeurs typiques de pertes par croisements multiniveaux trouvées dans la littérature sont de l'ordre de 0,001 dB/croisement [22], [23]. Cet ordre de grandeur permet de cumuler plusieurs milliers de croisements tout en limitant les pertes cumulées autour de 1 dB.

Les croisements de guides multiniveaux apparaissent donc comme une solution de choix. Toutefois, ils nécessitent la conception d'un composant permettant d'assurer la transition de la lumière entre les couches de guides, avec de très faibles pertes optiques.

### II.3.3 Transitions multiniveaux

Il existe plusieurs manières de réaliser des transitions multiniveaux suivant l'approche envisagée. Sur une approche puce à puce, la lumière est extraite du premier circuit pour être réintroduite dans le deuxième. Cela peut se faire à l'aide de deux réseaux de couplage : un pour l'extraction et l'autre pour la collection de la lumière, comme montré sur la Figure II-25 (a). Cette méthode présente comme avantage de limiter la fabrication de chaque circuit à un seul niveau de guide. De plus, l'alignement puce à puce de haute précision fait partie des domaines d'expertise du CEA-Leti. En revanche, un inconvénient majeur sont les pertes optiques dues à une efficacité d'extraction limitée. Pour un réseau classique d'extraction/insertion avec une efficacité de 3 dB (~50 %) [24], chaque transition d'un niveau à l'autre représenterait une perte de 6 dB (~75 %) dans

le meilleur des cas. Transférer à nouveau la lumière sur le niveau initial engendrerait une perte globale de 12 dB (93,7 %). Outre le problème d'efficacité d'extraction, cette méthode nécessite un excellent contrôle de l'angle d'émission et d'insertion afin de ne pas perdre en efficacité de couplage.

Avec la solution monolithique, le transfert multiniveau de la lumière s'effectue non plus par extraction mais par un couplage évanescent tel que décrit dans la section II.2.1 et illustré sur la Figure II-25 (b). Cela implique que 100 % du mode guidé peut théoriquement être transféré entre les deux couches si les guides sont identiques, ce qui est un avantage certain par rapport à l'approche par report de puces. Ce genre de composant peut cependant être relativement sensible aux erreurs de fabrication ; comme l'alignement des deux niveaux, la surgravure des guides d'onde ou encore les incertitudes sur l'épaisseur de dépôt du matériau diélectrique séparant les deux couches de guides.

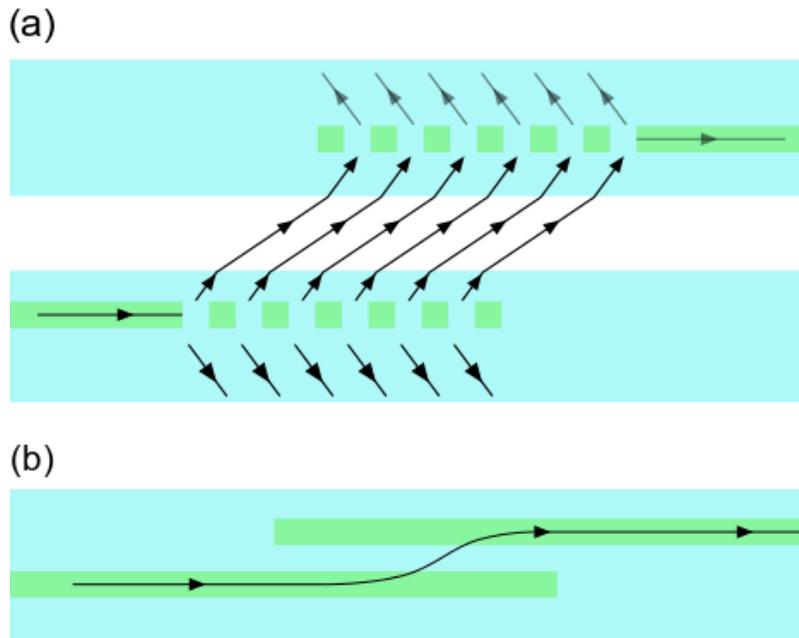


Figure II-25 : (a) Couplage multiniveau puce à puce par extraction et re-couplage de la lumière. (b) Transfert multiniveau d'un mode guidé par couplage évanescent entre deux guides d'onde rapprochés.

Dans ce travail de thèse, j'ai favorisé l'option monolithique par rapport à l'approche puce à puce, notamment pour son avantage sur les pertes optiques. L'écart inter-guide doit être suffisamment élevé pour réduire le plus possible les pertes sur un grand nombre de croisements. En revanche, conformément à la longueur de couplage exprimée par l'équation (II-33), la longueur du coupleur multiniveau augmente exponentiellement avec l'écart inter-guide, ce qui peut être une sérieuse limite à la compacité globale du circuit. Un compromis doit donc être trouvé entre pertes optiques et longueur de couplage multiniveau. Cette recherche d'optimum a été menée au travers de simulations numériques et est présentée au Chapitre III.

## II.4 Optimisation de la surface

### II.4.1 Contrainte de surface du réticule

Les circuits photoniques étudiés dans ce travail de thèse sont intégralement fabriqués dans les salles blanches du CEA-Leti. Pour des raisons qui sont évoquées au Chapitre V, la plateforme 300 mm a été choisie, ce qui impose pour les circuits une taille standard de puce de  $3,3 \text{ cm} \times 2,6 \text{ cm} \approx 8,6 \text{ cm}^2$ . Une surface de projecteur d'environ  $1 \text{ cm}^2$  est visée pour la seule zone de projection sans tenir compte de la partie de routage. Dans l'idéal, la surface occupée par la partie de routage ne doit pas dépasser celle occupée par le projecteur afin de ne pas créer de déséquilibre de surface entre ces deux blocs, qui forment ce que j'appellerai dans ce manuscrit le « démonstrateur ». De manière plus pragmatique, il est également nécessaire de prévoir de l'espace pour introduire des structures d'études des composants présents dans l'architecture de routage.

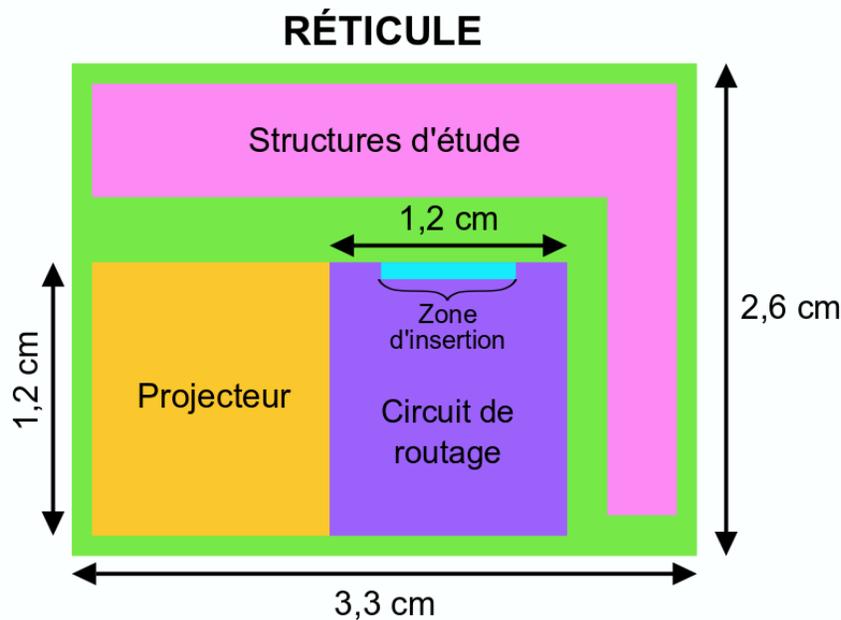


Figure II-26 : Diagramme de répartition sur le réticule du démonstrateur comprenant le projecteur et l'architecture de routage ainsi que les structures d'étude en périphérie.

En comparant notre problématique de gain de surface à celle rencontrée dans les développements de combineur à guide d'onde il est intéressant de remarquer de nombreuses analogies. La Figure II-27 décrit un verre de lunette suivant le modèle de dispositif développé par Magic Leap dans ses premiers prototypes [25]. On retrouve des briques similaires colorées en violet rose et bleu : le composant d'insertion, celui d'adressage et enfin celui d'extraction.

La suite de mon travail s'est principalement concentrée sur l'optimisation surfacique de la zone d'adressage. Contrairement au cas décrit sur la Figure II-27 avec un guide simple, uniforme en réflexion totale interne (RTI), les développements de circuits de photonique intégrée sont coûteux en termes de surface et les zones non fonctionnelles de la puce sont à éviter. Sur ce sujet, une option intéressante pour l'optimisation de la surface est apparue en cours de thèse. Elle a fait

l'objet d'une étude de fond théorique pour le dépôt d'un brevet [26]. Toutefois elle n'a pas été intégrée à mon schéma d'adressage, étant venu après les principaux éléments de conception de mon circuit. Elle est succinctement décrite à la suite mais n'est pas développée dans les chapitres suivants. Elle constitue toutefois une approche élégante qui pourrait conditionner une des suites à ce travail de thèse.

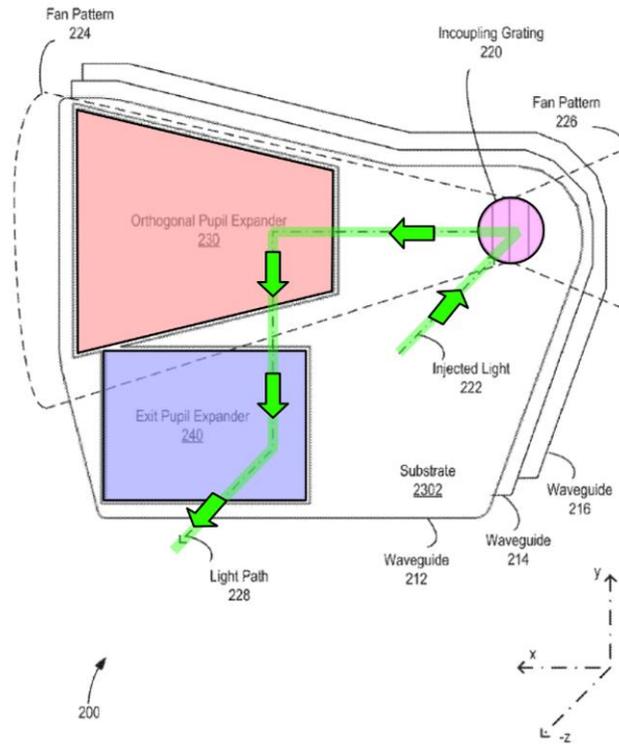


Figure II-27 : Schéma d'un verre de lunette (tiré d'un brevet déposé par la compagnie Magic Leap<sup>®</sup> [25]) et mettant en évidence le trajet d'un faisceau de lumière le long des trois composants principaux du dispositif de réalité mixte : le réseau d'insertion, la zone d'adressage et le réseau d'extraction.

## II.4.2 Empilement de couches : rétrocouplage multiniveau

Comme exposé dans ce chapitre, l'augmentation de la capacité d'intégration par l'augmentation de la densité de composants photoniques se fait en les rapprochant entre eux, en jouant notamment sur leur dimensionnement [27], leur forme [18], [28] ou encore en rajoutant entre eux des structures permettant de faire barrière au couplage parasite [29]. Une autre solution est d'envisager un « empilement » des circuits photoniques plutôt que de les placer « bout-à-bout » comme sur une approche mono-planaire classique.

Pour transférer la lumière guidée de la manière la plus compacte possible entre les différentes couches de guides d'ondes, un coupleur évanescent multiniveau tel que décrit dans la section II.3.3 peut être utilisé. Le coupleur évanescent est idéal car il permet un transfert multiniveau du mode guidé sans besoin d'élargissement de guide ni de déviation par rapport à l'axe de propagation ; cela assure un transfert optique avec une compacité optimale. Une fois le transfert multiniveau effectué,

il est nécessaire d'effectuer un demi-tour sur le même axe de propagation du guide pour les mêmes raisons de compacité. Dès lors, un changement de sens par virage de guide n'est pas envisageable car cela occuperait trop de surface. L'idée du couplage multiniveau en rétro-propagation, qui est appelée ici « rétrocouplage multiniveau », est d'associer un coupleur directionnel classique avec un élément de réflexion optique placé sur la course du coupleur. Ce principe est illustré sur la Figure II-28.

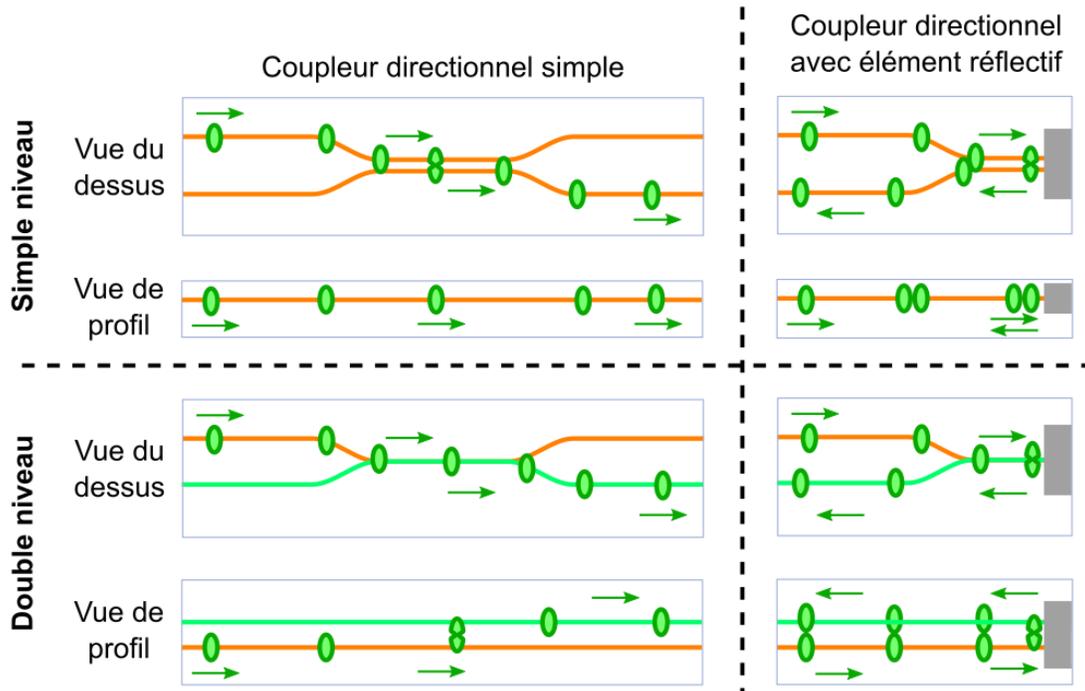


Figure II-28 : Illustration du principe de rétrocouplage multiniveau. Chaque cas sur simple et double niveau est représenté avec une vue de dessus et de profil.

La manière la plus directe de placer un réflecteur sur la course du coupleur est par dépôt d'une couche métallique (d'aluminium par exemple). L'état de surface entre les guides et le miroir doit être de très bonne qualité afin de ne pas générer de pertes sur le mode rétro-couplé. Cela nécessite une technique de découpe de haute précision, telle que la découpe par faisceau d'ions focalisés (FIB pour Focused Ion Beam). L'avantage d'un miroir métallique est qu'il n'est pas sélectif en longueur d'onde sur la plage spectrale couvrant le visible. Cependant, il est plus coûteux en fabrication car il implique de rajouter des étapes.

Une autre méthode de mise en œuvre est d'inclure directement le réflecteur dans le dessin du guide. On peut créer des corrugations périodiques sur les flancs des guides d'onde pour en faire un miroir de Bragg. Bien que sélectifs en longueur d'onde, ces composants sont des réflecteurs compacts permettant d'assurer une réflexion efficace du signal sur un même axe de propagation. Le rétro-coupleur multiniveau se construit donc par deux miroirs de Bragg superposés l'un sur l'autre tel qu'illustré sur la Figure II-29.

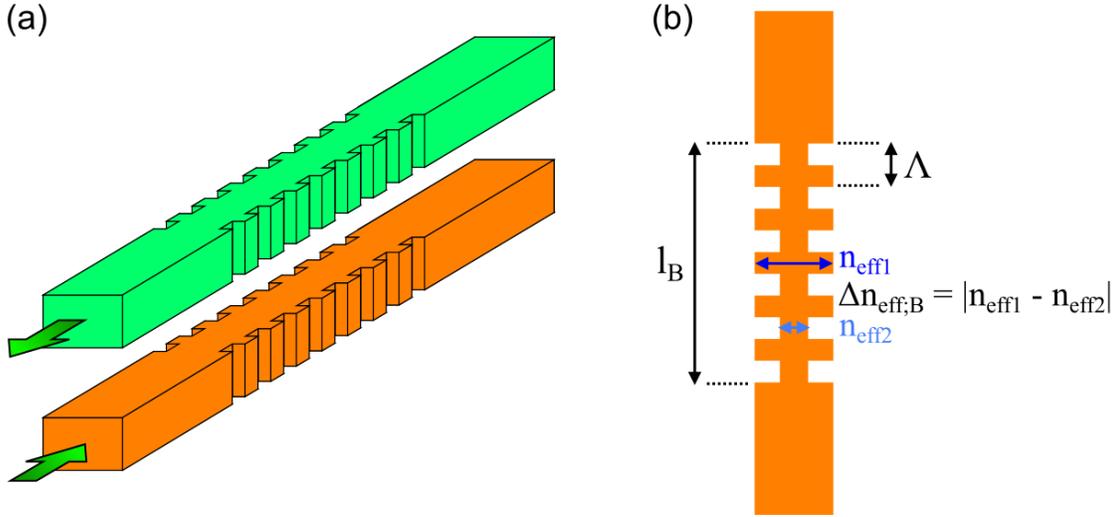


Figure II-29 : (a) Illustration en perspective de deux miroirs de Bragg identiques obtenus par corrugation des flancs de guides et superposés l'un sur l'autre, permettant de réaliser un rétrocouplage sur plusieurs niveaux. (b) Vue de dessus du miroir de Bragg avec annotation des paramètres clés.

Du fait de sa dépendance spectrale, le miroir de Bragg seul présente un pic de réflectivité à une longueur d'onde donnée, appelée « longueur d'onde de Bragg » et notée  $\lambda_B$ , en fonction du pas du réseau  $\Lambda$ . Le miroir est réflectif sur une bande passante de largeur  $\Delta\lambda$ . La longueur d'onde de Bragg et la largeur de la bande passante sont données par les équations (II-41) et (II-42) [13] :

$$\Lambda = \frac{\lambda_B}{2n_{eff;B}} \quad (\text{II-41})$$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_B^2}{\pi n_{gd}} \sqrt{\kappa_B^2 + \left(\frac{\pi}{l_B}\right)^2} \quad (\text{II-42})$$

Où  $n_{eff;B}$  est l'indice effectif du miroir,  $l_B$  est sa longueur et  $\kappa_B$  est la force du miroir de Bragg proportionnelle à la modulation d'indice effectif  $\Delta n_{eff;B}$ , et s'écrivant :

$$\kappa_B = \frac{2\Delta n_{eff;B}}{\lambda_B} \quad (\text{II-43})$$

Ce paramètre est analogue au coefficient de couplage  $\kappa$  défini précédemment pour un coupleur directionnel. Le coefficient de réflexion  $r_B$  du miroir de Bragg, donné par l'équation (II-44), dépend de sa longueur et de sa force :

$$r_B = \frac{-i \kappa_B \sinh(\gamma_B l_B)}{-\gamma_B \cosh(\gamma_B l_B) + i \Delta\beta \sinh(\gamma_B l_B)} \quad (\text{II-44})$$

$$\gamma_B = \sqrt{\kappa_B^2 - \Delta\beta^2} \quad (\text{II-45})$$

Où  $\Delta\beta$  est la différence de constante de propagation liée au décalage entre la longueur d'onde de Bragg et la longueur d'onde considérée. À la longueur d'onde de Bragg, l'équation (II-44) permet de déduire le maximum de réflectivité optique  $R_B$ , en considérant que  $R_B = |r_B|^2$  :

$$R_B = \tanh^2(\kappa_B \cdot l_B) \quad (\text{II-46})$$

Si l'on considère des pertes nulles dans le miroir, la transmittance minimale s'écrit  $T_B = 1 - R_B$ . Si l'on impose le critère  $T_B = -30$  dB, la réflectance équivalente vaut  $R_B = -4,3 \cdot 10^{-3}$  dB (99,9%). Cela impose  $\kappa_B l_B \approx 4,15$ , ce qui peut être obtenu pour une multitude de couples de paramètres  $(\kappa_B ; l_B)$ . Le profil de transmission est montré sur la Figure II-30 en fonction de la longueur d'onde pour une période réseau fixe optimisée pour 532 nm.

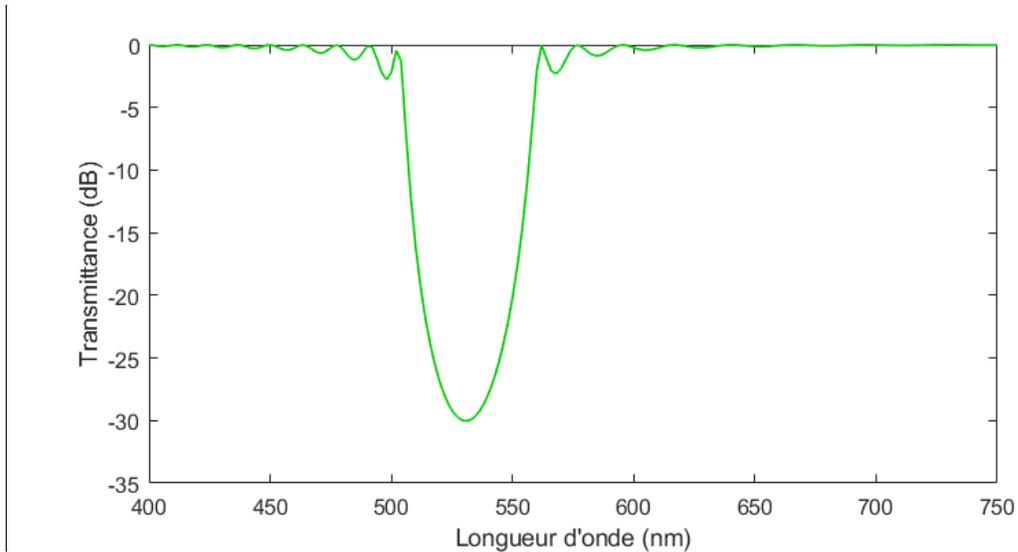


Figure II-30 : (a) Transmission du miroir de Bragg en fonction du pas du réseau pour une longueur d'onde fixe de 532 nm. (b) Transmission du miroir en fonction de la longueur d'onde pour un pas de réseau fixe de 170 nm.

Afin de démontrer le fonctionnement du rétrocoupleur multiniveau, des simulations numériques ont été menées pour calculer le taux maximal de rétrocouplage atteignable en fonction de la longueur du coupleur et de l'écart inter-couche. Les résultats de simulations sont montrés sur la Figure II-31 pour la polarisation TE.

Chaque inter-guide choisi est associé à une longueur de couplage fournissant un optimum de rétrocouplage. Les résultats de simulations montrent un fonctionnement relativement bon de ce dispositif avec un taux de rétrocouplage compris entre -0,8 dB (~83,2 %) et -0,74 dB (~84,3 %) en fonction de l'écart inter-guide choisi.

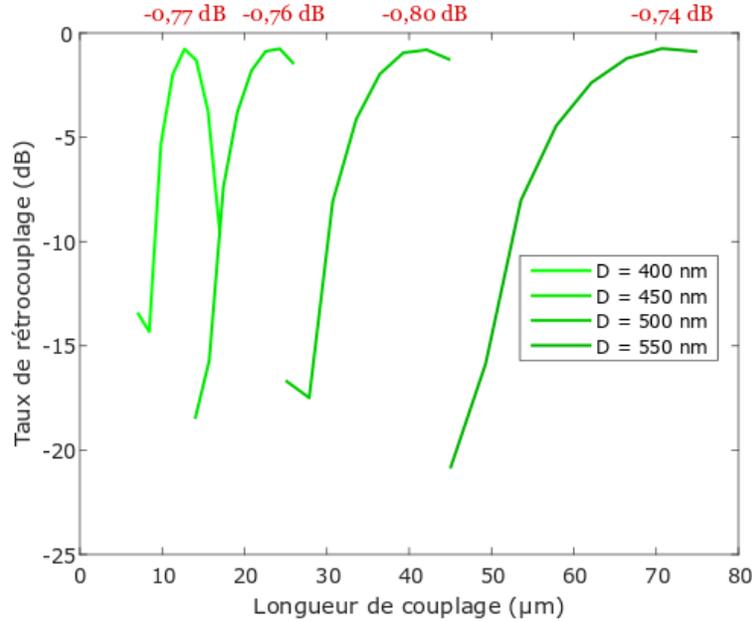


Figure II-31 : Taux de rétrocouplage simulé en fonction de la longueur de propagation dans le coupleur et de l'écart inter-couche  $D$ . Pour chaque écart inter-couche, la puissance optique rétro-couplée maximale est inscrite en rouge.

Le composant de rétrocouplage multiniveau a fait l'objet d'un brevet déposé au cours de la thèse [26]. Bien qu'il n'ait pas pu être davantage développé, il constitue une perspective très intéressante pour la projection rétinienne au CEA-Leti, et plus largement pour de futures générations de circuits photoniques où de grandes capacités d'intégrations seraient requises.

## Conclusion du chapitre II

Le second chapitre a été l'occasion d'explicitier les problématiques de densification et d'adressage aléatoire d'une distribution de guides en me basant sur une présentation des concepts théoriques généraux autour de la propagation guidée. L'étude de densification d'une distribution de guides identiques a amené à redéfinir les dimensions des guides en m'orientant vers des dimensions à la limite monomode/bimode. À partir de ce résultat, une stratégie consistant à définir des guides d'onde non-identiques permet d'aller encore plus loin dans la minimisation de la diaphonie. Cette approche, choisie pour la conception du circuit, est développée en détail dans le prochain chapitre à travers les simulations numériques réalisées.

D'autre part, la nécessité d'adresser aléatoirement une distribution dense de guides engendre une quantité considérable de croisements entre eux. Afin de limiter les pertes optiques qui y sont liées, le choix d'une architecture sur deux niveaux a été identifiée comme étant la meilleure option. Des croisements de guides multiniveaux ont des pertes optiques pouvant être rapidement rendues négligeables suivant l'écart inter-couche fixé. En comparaison, des pertes irréductibles entre 3% et 4% par croisement sont à envisager pour des croisements monocouches. En revanche, étant donné l'augmentation exponentielle de la taille des transitions multiniveaux avec l'écart inter-couche, ce dernier doit être défini pour donner un compromis entre faibles pertes optiques et compacité

acceptable. Cette recherche d'optimum, effectuée par simulations numériques, est présentée en détails dans le prochain chapitre.

Les principales problématiques liées à la conception du circuit photonique ont été identifiées et les outils théoriques servant de base à leur étude ont été présentés. Dans le chapitre suivant, les différentes briques de composants nécessaires à la conception du circuit de routage sont identifiées et optimisées.

## Références

- [1] D. Bucci, « Mise au point d'un duplexeur pompe/signal à base de guides segmentés en optique intégrée sur verre », Thèse de doctorat, Grenoble INPG, 2006. Consulté le: 8 juin 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.theses.fr/2006INPG0172>
- [2] A. Yariv et M. Nakamura, « Periodic structures for integrated optics », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 13, n° 4, p. 233-253, avr. 1977, doi: 10.1109/JQE.1977.1069323.
- [3] E. A. J. Marcatili, « Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics », *The Bell System Technical Journal*, vol. 48, n° 7, p. 2071-2102, sept. 1969, doi: 10.1002/j.1538-7305.1969.tb01166.x.
- [4] K. Okamoto, *Fundamentals of optical waveguides*, 2nd ed. Amsterdam ; Boston: Elsevier, 2006.
- [5] T. D. Visser, B. Demeulenaere, J. Haes, D. Lenstra, R. Baets, et H. Blok, « Confinement and modal gain in dielectric waveguides », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, n° 5, p. 885-887, mai 1996, doi: 10.1109/50.495172.
- [6] K. Luke, Y. Okawachi, M. R. E. Lamont, A. L. Gaeta, et M. Lipson, « Broadband mid-infrared frequency comb generation in a Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> microresonator », *Opt. Lett., OL*, vol. 40, n° 21, p. 4823-4826, nov. 2015, doi: 10.1364/OL.40.004823.
- [7] F. P. Payne et J. P. R. Lacey, « A theoretical analysis of scattering loss from planar optical waveguides », *Opt Quant Electron*, vol. 26, n° 10, p. 977-986, oct. 1994, doi: 10.1007/BF00708339.
- [8] F. Ladouceur, J. D. Love, et T. J. Senden, « Measurement of surface roughness in buried channel waveguides », *Electronics Letters*, vol. 28, n° 14, p. 1321-1322, juill. 1992, doi: 10.1049/el:19920839.
- [9] K. Millard *et al.*, « Dense silicon-nitride PIC design and manufacturing on transparent substrate for a retinal projector evaluation », in *Integrated Optics: Devices, Materials, and Technologies XXVI*, SPIE, mars 2022, p. 124-135. doi: 10.1117/12.2605816.
- [10] W. D. Sacher *et al.*, « Visible-light silicon nitride waveguide devices and implantable neurophotonic probes on thinned 200 mm silicon wafers », *Opt. Express, OE*, vol. 27, n° 26, p. 37400-37418, déc. 2019, doi: 10.1364/OE.27.037400.
- [11] A. Z. Subramanian *et al.*, « Low-Loss Singlemode PECVD Silicon Nitride Photonic Wire Waveguides for 532–900 nm Wavelength Window Fabricated Within a CMOS Pilot Line », *IEEE Photonics Journal*, vol. 5, n° 6, p. 2202809-2202809, déc. 2013, doi: 10.1109/JPHOT.2013.2292698.
- [12] A. Sakai, H. Go, et T. Baba, « Sharply bent optical waveguide silicon-on-insulator substrate », in *Physics and Simulation of Optoelectronic Devices IX*, SPIE, juill. 2001, p. 610-618. doi: 10.1117/12.432614.
- [13] L. Chrostowski et M. Hochberg, *Silicon photonics design*. in *Silicon Photonics Design*. 2015, p. 418. doi: 10.1017/CBO9781316084168.

- [14] *Optical Waveguide Theory*. Consulté le: 22 février 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://link.springer.com/book/10.1007/978-1-4613-2813-1>
- [15] « Bent waveguide analysis », Ansys Optics. Consulté le: 20 juin 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://optics.ansys.com/hc/en-us/articles/360042799933-Bent-waveguide-analysis>
- [16] B. Meynard, « Dispositif de réalité augmentée basé sur des concepts de couplage guide d'onde/hologramme », Theses, Université Grenoble Alpes [2020-....], 2021. Consulté le: 10 août 2022. [En ligne]. Disponible sur: <https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-03223425>
- [17] A. Yariv, « Coupled-mode theory for guided-wave optics », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 9, n° 9, p. 919-933, sept. 1973, doi: 10.1109/JQE.1973.1077767.
- [18] W. Song *et al.*, « High-density waveguide superlattices with low crosstalk », *Nat. Commun.*, vol. 6, p. 7027, mai 2015, doi: 10.1038/ncomms8027.
- [19] F. Rainouard, « Mise au point de modèles mathématiques pour l'adressage optimisé de distributions de points d'émission dans un écran à projection rétinienne », These en préparation, Mulhouse, 2023. Consulté le: 23 septembre 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.theses.fr/s241925>
- [20] K. Millard et F. Rainouard, « Convergence of mathematical and physical optical designs for the development of random photonic integrated circuits for an unconventional AR display concept », in *Optical Architectures for Displays and Sensing in Augmented, Virtual, and Mixed Reality (AR, VR, MR) IV*, SPIE, mars 2023, p. 152-161. doi: 10.1117/12.2669115.
- [21] W. Bogaerts, P. Dumon, D. V. Thourhout, et R. Baets, « Low-loss, low-cross-talk crossings for silicon-on-insulator nanophotonic waveguides », *Opt. Lett., OL*, vol. 32, n° 19, p. 2801-2803, oct. 2007, doi: 10.1364/OL.32.002801.
- [22] J. Chiles, S. M. Buckley, S. W. Nam, R. P. Mirin, et J. M. Shainline, « Design, fabrication, and metrology of 10 x 100 multi-planar integrated photonic routing manifolds for neural networks », *APL Photonics*, vol. 3, n° 10, p. 106101, oct. 2018, doi: 10.1063/1.5039641.
- [23] R. Konoike *et al.*, « SiN/Si double-layer platform for ultralow-crosstalk multiport optical switches », *Opt. Express*, vol. 27, n° 15, p. 21130-21141, juill. 2019, doi: 10.1364/OE.27.021130.
- [24] H. Subbaraman *et al.*, « Recent advances in silicon-based passive and active optical interconnects », *Opt. Express, OE*, vol. 23, n° 3, p. 2487-2511, févr. 2015, doi: 10.1364/OE.23.002487.
- [25] R. D. TeKolste et V. K. Liu, « Outcoupling grating for augmented reality system », US20180113313A1, 26 avril 2018 Consulté le: 31 juillet 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://patents.google.com/patent/US20180113313A1/en?q=US+2018%2f0113313+A1+>
- [26] K. Millard et C. Martinez, « Dispositif de rétro-propagation multiniveaux », FR2213726
- [27] B. Meynard, C. Martinez, D. Fowler, et E. Molva, « Integrated optical network design for a retinal projection concept based on single-mode Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> waveguides at 532 nm », in *Integrated Optics: Devices, Materials, and Technologies XXIII*, SPIE, mars 2019, p. 101-110. doi: 10.1117/12.2507252.
- [28] X. Yi, Y. Zhang, H. Zeng, S. Gao, S. Guo, et C. Qiu, « Demonstration of an ultra-compact 8-channel sinusoidal silicon waveguide array for optical phased array », *Opt. Lett., OL*, vol. 47, n° 2, p. 226-229, janv. 2022, doi: 10.1364/OL.442028.
- [29] A. Debevc, M. Topič, et J. Krč, « Increasing Integration Density of Photonic Integrated Circuits by Employing Optimized Dielectric Metamaterial Structures », *IEEE Photonics Journal*, vol. 13, n° 6, p. 1-9, déc. 2021, doi: 10.1109/JPHOT.2021.3124626.

# Chapitre III

## Identification et optimisation des éléments clefs

<b>Introduction au chapitre III.....</b>	<b>78</b>
<b>I.1 Outils logiciels.....</b>	<b>78</b>
I.1.1 Simulation des composants photoniques.....	78
I.1.1.1 Finite Difference Eigenmode (FDE).....	79
I.1.1.2 EigenMode Expansion (EME).....	79
I.1.1.3 Finite Difference Time Domain (FDTD).....	80
I.1.1.4 Comparatif des méthodes.....	80
I.1.2 Conception des circuits.....	82
<b>I.2 Recherche de densification.....</b>	<b>83</b>
I.2.1 Rappels sur le couplage $\Delta\beta$ .....	83
I.2.2 Cellule à deux guides.....	83
I.2.3 Cellule à quatre guides.....	86
I.2.4 Structures d'étude du couplage $\Delta\beta$ .....	90
<b>I.3 Optimisation des composants clefs.....</b>	<b>91</b>
I.3.1 Inventaire des éléments clefs du circuit.....	91
I.3.2 Coupleur d'insertion/extraction.....	93
I.3.3 Guides en spirales.....	98
I.3.4 Guides courbes.....	100
I.3.5 Transitions adiabatiques de guides.....	102
I.3.6 Éléments de photonique inter-niveaux.....	105
I.3.6.1 Longueur de couplage inter-niveaux.....	105
I.3.6.2 Pertes par croisements inter-niveaux.....	106
I.3.6.3 Superpositions simples de guides.....	109
I.3.6.4 Coupleurs en pointes.....	110
I.3.6.5 Structures de contrôle d'alignement des niveaux.....	112
I.3.7 Coupleurs à interférences multimodes.....	113
<b>Conclusion du chapitre III.....</b>	<b>116</b>
<b>Références.....</b>	<b>117</b>

## Introduction au chapitre III

Les premiers chapitres de ce manuscrit ont été dédiés au contexte de la thèse et aux problématiques majeures autour de la conception d'un circuit de routage photonique pour la projection rétinienne. Dans ce chapitre, les briques de composants nécessaires à la conception du circuit de routage sont identifiées et optimisées à travers des simulations numériques.

Conformément à la problématique de densification, l'une des pistes évoquées au précédent chapitre est de rompre l'uniformité d'une distribution de guides en créant des cellules de guides possédant différentes constantes de propagation. Une première partie de ce chapitre est donc consacrée à la recherche d'une configuration de guides optimale permettant une densité satisfaisante tout en évitant d'introduire de trop grandes différences entre les tailles des guides.

Dans une seconde partie, un inventaire des composants photoniques nécessaires au circuit de routage est dressé en considérant les différentes contraintes liées à l'architecture. Dans cet inventaire, on compte des composants de couplage pour insérer et extraire la lumière, des transitions entre diverses dimensions de guides, des courbures pour réaliser différents virages et des composants de division permettant de répartir la lumière de manière contrôlée dans différents guides de sortie. Pour chacun de ces composants, j'ai dessiné des structures d'étude et les ai intégrées dans un masque de photolithographie, en périphérie du démonstrateur comprenant le projecteur et le circuit de routage. L'ensemble de ces structures et du démonstrateur constitue le dessin de masque complet. Ces structures permettent une étude expérimentale indépendante des différentes fonctions élémentaires du dispositif de projection.

Au moment d'effectuer l'optimisation de la densification et des éléments clefs du circuit, la polarisation TE était privilégiée. Néanmoins, une des conclusions du travail de thèse de Matthias Colard, mené conjointement à la mienne, a montré que la polarisation TM est plus intéressante d'un point de vue énergétique, notamment parce qu'elle permet aux modules d'extraction à base de réseaux de diffraction et de cristaux liquides de n'émettre que lorsqu'ils sont sous tension [1]. Cette orientation a été mise en évidence postérieurement au travail présenté dans ce chapitre, à un stade où le dessin des circuits ne pouvait pas être repris. Quelques leviers ont cependant pu être actionnés, permettant d'adapter une partie du circuit à la polarisation TM. Bien que la plupart des résultats de simulation présentés dans ce chapitre font apparaître les deux polarisations, les configurations ont été optimisées pour la polarisation TE.

### III.1 Outils logiciels

#### III.1.1 Simulation des composants photoniques

Les simulations numériques relatives à la photonique intégrée ont été réalisées à l'aide du logiciel commercial Ansys Lumerical [2]. Ces simulations utilisent le principe dit des « éléments finis », consistant à discrétiser la structure à simuler en la subdivisant en différentes sections sur lesquelles sont résolues des équations différentielles relatives au phénomène physique concerné. La précision du résultat de la simulation dépend de la finesse du maillage choisi par l'utilisateur pour discrétiser la structure. En revanche, plus le maillage est fin, plus le volume de calculs à

réaliser est important, ce qui sollicite davantage la mémoire vive de l'ordinateur et augmente le temps de simulation [3]. Il convient donc de trouver un compromis acceptable entre précision de calcul et temps de simulation. Cela peut se faire au moyen d'une étude de convergence, consistant à itérer une simulation en faisant varier la finesse du maillage et en calculant la convergence vers la valeur numérique du résultat attendu. L'étude de convergence donne généralement une évolution asymptotique de la valeur du résultat, montrant qu'il est possible de choisir judicieusement le maillage minimal permettant d'atteindre la précision attendue.

Les trois principales méthodes de simulation à éléments finis utilisées au cours de mon travail de thèse sont la FDE (Finite Difference Eigenmode), la EME (EigenMode Expansion) et la FDTD (Finite Difference Time Domain). Je détaille ces trois méthodes dans les sous-sections qui suivent.

### III.1.1.1 Finite Difference Eigenmode (FDE)

Finite Difference Eigenmode est un solveur de mode accessible par Lumerical MODE permettant de calculer les modes supportés dans une structure de guidage optique. À partir du profil d'indice de la structure et du maillage défini sur la section transverse du guide (plan perpendiculaire à l'axe de propagation), les équations de Maxwell sont résolues sur chaque section discrétisée en résolvant un problème matriciel aux valeurs propres [4], [5]. En prenant l'exemple de la polarisation TE, cette équation peut s'écrire :

$$\begin{pmatrix} P_{xx} & P_{xy} \\ P_{yx} & P_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \beta^2 \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (\text{III-1})$$

Où  $P$  est une matrice dont les composantes dépendent du profil d'indice de la structure considérée, selon les notations de Zhu et Brown [3]. Suivant les réglages effectués par l'utilisateur, la méthode FDE de Lumerical MODE permet de calculer tous les modes guidés dans une structure de guidage optique, ainsi que les modes rayonnés. Pour chaque mode, des paramètres tels que l'indice effectif ou encore l'indice de groupe sont calculés. Dans mon travail de thèse, l'utilisation de la méthode FDE a été un important outil de conception des coupleurs directionnels et des courbures de guides. La méthode FDE permet également de simuler un guide courbe en introduisant une constante de propagation angulaire (et non plus linéique comme pour le cas du guide droit) [6]. Celui-ci possède une partie imaginaire, qui est physiquement interprétée comme un terme de pertes radiatives du mode dans le guide courbe.

### III.1.1.2 EigenMode Expansion (EME)

Une autre fonctionnalité du solveur de mode est la méthode dite EigenMode Expansion (EME). Elle apparaît comme une continuité de la FDE, en permettant de calculer puis de propager les modes supportés dans la structure. Comme pour la méthode FDE, l'utilisateur peut définir un maillage fin sur la section transverse de la structure simulée, influant sur la précision des indices effectifs calculés. Sur l'axe de propagation, le maillage se définit en subdivisant la région de propagation en différentes cellules. Ce maillage est beaucoup plus grossier que sur la section transverse afin de permettre une simulation sur de grandes structures sans imposer un temps de calcul excessivement long. Les cellules peuvent être réparties par groupes avec des espacements

non-uniformes afin de détailler plus finement des zones spécifiques de la structure, comme par exemple des élargissements/rétrécissements de guides ou encore des structures périodiques.

La méthode EME étant particulièrement bien adaptée pour des simulations sur de très grandes distances de propagation (jusqu'à plusieurs centimètres), elle s'est avérée très utile pour la simulation du couplage  $\Delta\beta$  dans le cadre de la recherche de densité. Cette partie est évoquée plus en détail dans la section III.2.

### III.1.1.3 Finite Difference Time Domain (FDTD)

La méthode de différences finies dans le domaine temporel (FDTD) est une méthode de simulation dans laquelle les équations de Maxwell sont résolues de proche en proche sur une structure discrétisée par un maillage, à la fois dans le domaine temporel et dans le domaine spatial [7]. Dans un matériau diélectrique non magnétique, les équations de Maxwell résolues par la méthode FDTD s'écrivent :

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \nabla \times \vec{H} \quad (\text{III-2})$$

$$\vec{D}(\omega) = \epsilon(\omega) \vec{E}(\omega) \quad (\text{III-3})$$

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \vec{E} \quad (\text{III-4})$$

Où  $\vec{D}$  est le vecteur de déplacement de flux électrique dans le milieu de constante diélectrique  $\epsilon$ . La méthode FDTD est l'une des méthodes de simulation les plus précises par rapport à la réalité physique, ce qui lui vaut aussi d'être parmi les plus coûteuses en termes de temps de calcul.

### III.1.1.4 Comparatif des méthodes

Dans cette partie, je compare les méthodes de simulation en prenant l'exemple d'un coupleur directionnel formé de deux guides d'onde identiques en nitrure de silicium, dont les caractéristiques optogéométriques correspondent à celles des guides utilisés dans mon travail, c'est-à-dire une largeur de 300 nm, une épaisseur de 200 nm et un indice de réfraction du SiN de 1,97. Dans le premier cas, les deux guides sont espacés d'un écart de 600 nm centre à centre. Selon la théorie des modes couplés (TMC) présentée à la section II.2.1, le coefficient de couplage est donné par les équations (II-28) à (II-31) et vaut  $\kappa_{cas1} \approx 1,82 \times 10^3$ . En calculant  $L_c = \pi/2\kappa$ , on peut déterminer la longueur de couplage théorique  $L_{c;t1} \approx 118 \mu\text{m}$ . Dans le second cas, les guides sont espacés d'un écart inter-guide de 800 nm. Avec le même processus de calcul, la théorie des modes couplés donne  $L_{c;t2} \approx 1,7 \text{ mm}$ . Ces deux exemples de coupleurs directionnels sont examinés selon les trois méthodes de simulation numérique présentées. Les résultats sont compilés dans le Tableau III-1.

Tableau III-1 : Comparaison des principales méthodes de simulation utilisées pendant la thèse : FDE, EME et FDTD. L'exemple d'un coupleur directionnel est pris comme point de comparaison. Deux cas sont observés avec un inter-guide de 600 nm et de 800 nm. La colonne d'indices effectifs se réfère à ceux des super-modes symétrique et anti-symétrique.

	<b>FDE</b>	<b>EME</b>	<b>FDTD</b>
<b>Dimension</b>	2D	2D – 3D	2D – 3D
<b>Application typique</b>	Guide droit / Guide courbe	Coupleur directionnels / Structures adiabatiques	Structures périodiques /Virages, divisions, guides croisés
<b>CAS 1</b>			
<b>Temps de simulation</b>	~15 sec	~50 sec	~20 min
<b>Indices effectifs super-modes</b>	1,6793 – 1,6754	1,6793 – 1,6754	1,6781 – 1,6742
<b>Longueur de couplage</b>	67,61 $\mu\text{m}$	67,79 $\mu\text{m}$	59,75 $\mu\text{m}$
<b>CAS 2</b>			
<b>Temps de simulation</b>	~15 sec	~50 sec	> 6h
<b>Indices effectifs super-modes</b>	1,6776 – 1,6772	1,6776 – 1,6772	1,6763 – 1,6758
<b>Longueur de couplage</b>	555,85 $\mu\text{m}$	550,87 $\mu\text{m}$	482 $\mu\text{m}$

Étant donné que la méthode EME utilise le solveur de modes FDE, les résultats qu'elles donnent sont très proches car, dans des conditions de simulation égales (maillage, dimensions de la région de simulation, etc...) le calcul des indices effectifs des modes symétrique et antisymétrique est le même. Par conséquent, les longueurs de couplage simulées sont également très proches. Un autre point intéressant de ces deux méthodes est non seulement le temps de simulation relativement court (quelques secondes à une minute), mais aussi l'indépendance du temps de simulation avec la taille du coupleur. Ce dernier point est particulièrement notable pour la méthode EME où le mode est propagé dans la structure après avoir été calculé par le solveur de mode FDE. La majorité du temps de simulation est occupée par le calcul du mode plutôt que par sa propagation. Pour cette raison, la méthode EME est particulièrement bien adaptée aux grandes structures.

La méthode FDTD étant supposée être la plus précise, on considère aussi qu'elle s'approche au plus près du résultat physique réel. Le calcul des indices effectifs avec la méthode FDE donne un résultat différent de la méthode FDTD, avec une différence d'environ 0,07 % résultant en une erreur d'environ 11,6 % sur le calcul de la longueur de couplage lorsqu'on l'associe avec la TMC. Pour le deuxième cas, l'écart entre les résultats des longueurs de couplage est d'environ 13,3 %. La TMC se base sur l'hypothèse du couplage faible, ce qui peut donc remettre en question sa validité pour des contrastes d'indice élevés [8]. Bien que la simulation soit plus correcte par la méthode FDTD, le temps de simulation est beaucoup plus long que pour FDE et EME (quelques dizaines de minutes à plusieurs heures), ce qui est un inconvénient pour des grandes structures. En revanche, la FDTD est particulièrement bien adaptée pour des structures de petites tailles (quelques dizaines de microns) comme les croisements de guides ou les réseaux de couplage.

### III.1.2 Conception des circuits

J'ai dessiné les circuits photoniques en associant les logiciels Matlab et Klayout. Le premier, bien connu pour permettre une quantité considérable de calculs numériques complexes, m'a permis de dessiner l'ensemble des circuits faisant l'objet de cette thèse à partir d'une bibliothèque de composants préexistante. J'ai réutilisé un ensemble de fonctions et de sous-programmes écrits sous Matlab et ayant permis la conception de dessins de masque pour des lots photoniques antérieurs. Le programme est conçu pour calculer et enregistrer des coordonnées de points  $(x, y)$  dans un fichier texte pouvant ensuite être lu par le logiciel Klayout et interprété comme un objet dessiné. Une fois le dessin terminé, un autre laboratoire du CEA-Leti prend le relais sur le traitement du dessin et la commande du masque de photolithographie.

L'écriture du fichier de dessin s'effectue sous la forme de cellules portant chacune un numéro de référence. Ainsi, les portions peuvent être créées indépendamment, puis assemblées en utilisant leur numéro de référence. Ce principe de dessin est illustré sur la Figure III-1.

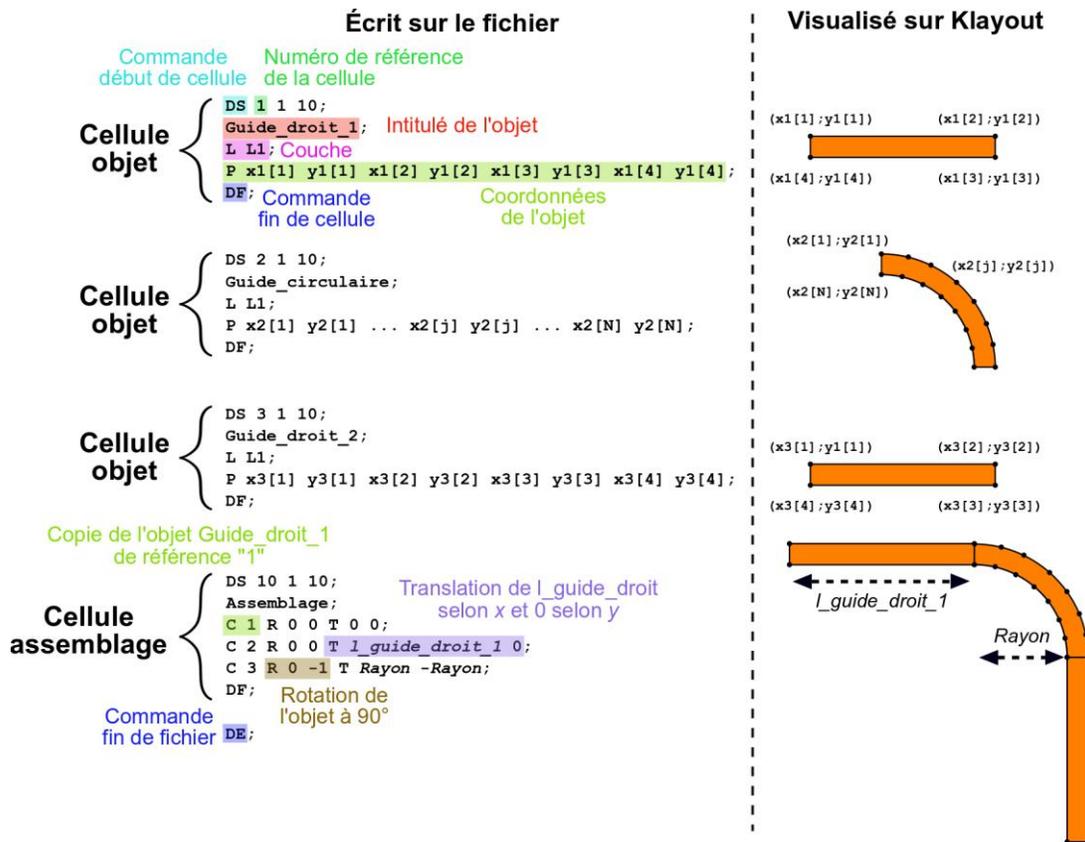


Figure III-1 : Illustration du principe de dessin du masque de photolithographie par écriture dans un fichier texte.

Ici, je prends l'exemple du dessin de deux guides d'ondes droits perpendiculaires l'un à l'autre et raccordés par un virage circulaire à 90°. Chacun de ces trois composants est créé dans une cellule dite « objet » indépendante où sont renseignés : le numéro de référence, l'intitulé de l'objet, la couche sur laquelle il doit être dessiné et ses coordonnées  $(x, y)$ . La dernière cellule dite

« assemblage » permet de réunir les fragments et de leur appliquer des rotations et translations afin de les rabouter et de former un circuit. Des structures plus complexes permettent de combiner des cellules « objet » avec des cellules « assemblage » pour former des objets complexes. Enfin, il est également possible de former des cellules d'assemblage contenant des sous-assemblages, notamment pour appliquer des transformations sur des groupes d'objets plutôt que sur chaque objet individuellement.

Cette méthode de dessin a été employée pour concevoir l'ensemble des circuits photoniques : démonstrateur et structures d'étude. Ces dernières sont présentées dans la section III.3. Dans la prochaine section, j'aborde la recherche de densification à partir d'une cellule de guides possédant différentes constantes de propagation.

## III.2 Recherche de densification

Une des conclusions du précédent chapitre est la nécessité d'utiliser le couplage  $\Delta\beta$  pour réduire la diaphonie entre guides et augmenter la densité d'un réseau de guides. Selon l'approche proposée par Song *et al.* [9], un réseau dense de guides d'ondes peut être construit à partir de la répétition d'une cellule de guides dont chaque élément a une constante de propagation qui lui est propre. Après un bref rappel de ce type de couplage, j'exploite ce phénomène pour la recherche de densification, à travers l'optimisation par simulations numériques d'une cellule élémentaire composée de quatre guides dissymétriques. L'exemple d'une cellule à deux guides est abordé comme une étape intermédiaire pour la compréhension du comportement d'une cellule de guides.

### III.2.1 Rappels sur le couplage $\Delta\beta$

La modulation du paramètre  $\Delta\beta$  (différence de constantes de propagation) permet de réduire considérablement la diaphonie de signal entre les guides, ce qui permet aussi de les rapprocher. Ce paramètre peut être modulé à partir de la dimension des guides et/ou des indices de réfraction des matériaux de guidage. Dans le cas de cette thèse, étant donné qu'un seul matériau est utilisé pour les composants photoniques et que l'épaisseur des couches est fixée par le procédé technologique employé, j'ai opté pour la modulation de la largeur des guides.

### III.2.2 Cellule à deux guides

On considère ici une cellule à deux guides dans laquelle le premier guide, nommé «  $G_1$  », a une largeur fixe  $l_{g_1} = 400$  nm et le guide voisin, nommé «  $G_2$  », a une largeur variable  $l_{g_2} < 400$  nm. La présentation de la problématique de densification dans le chapitre précédent a montré que pour ne pas dépasser un niveau de diaphonie limite de -20 dB sur une longueur de propagation de 5 cm avec une distribution de guides identiques de section 400 nm  $\times$  200 nm, l'espace inter-guide centre-à-centre  $d$  doit être supérieur à 1,43  $\mu$ m.

En partant de ces résultats, une cellule à deux guides asymétriques peut être optimisée par simulation EME en adaptant la largeur du second guide jusqu'à abaisser le niveau de diaphonie à la valeur limite - 20 dB est alors calculée pour différentes distances inter-guide en se basant sur des simulations par la méthode EME. Les résultats obtenus sont synthétisés sur la Figure III-2 (b)

pour les polarisations TE et TM. Le principe de simulation est schématisé sur la Figure III-2 (a). Pour chaque écart inter-guide considéré, la lumière est premièrement injectée dans le guide  $G_1$  de largeur fixe, puis la valeur de  $l_{g_2}$  est modifiée. Dans un second temps, et toujours avec le même écart inter-guide, la lumière est injectée dans le guide  $G_2$  et la même variation de  $l_{g_2}$  est effectuée. Ce schéma de simulation est répété pour tous les écarts inter-guide considérés. Les couples  $(d; l_{g_2})$  permettant d'obtenir une diaphonie au seuil de  $-20$  dB sont ensuite identifiés et tracés sur la Figure III-2 (b). On remarque que la longueur de propagation de 5 cm n'est ici plus une contrainte ; l'enjeu est d'abaisser le niveau de couplage maximal indépendamment de la longueur du coupleur.

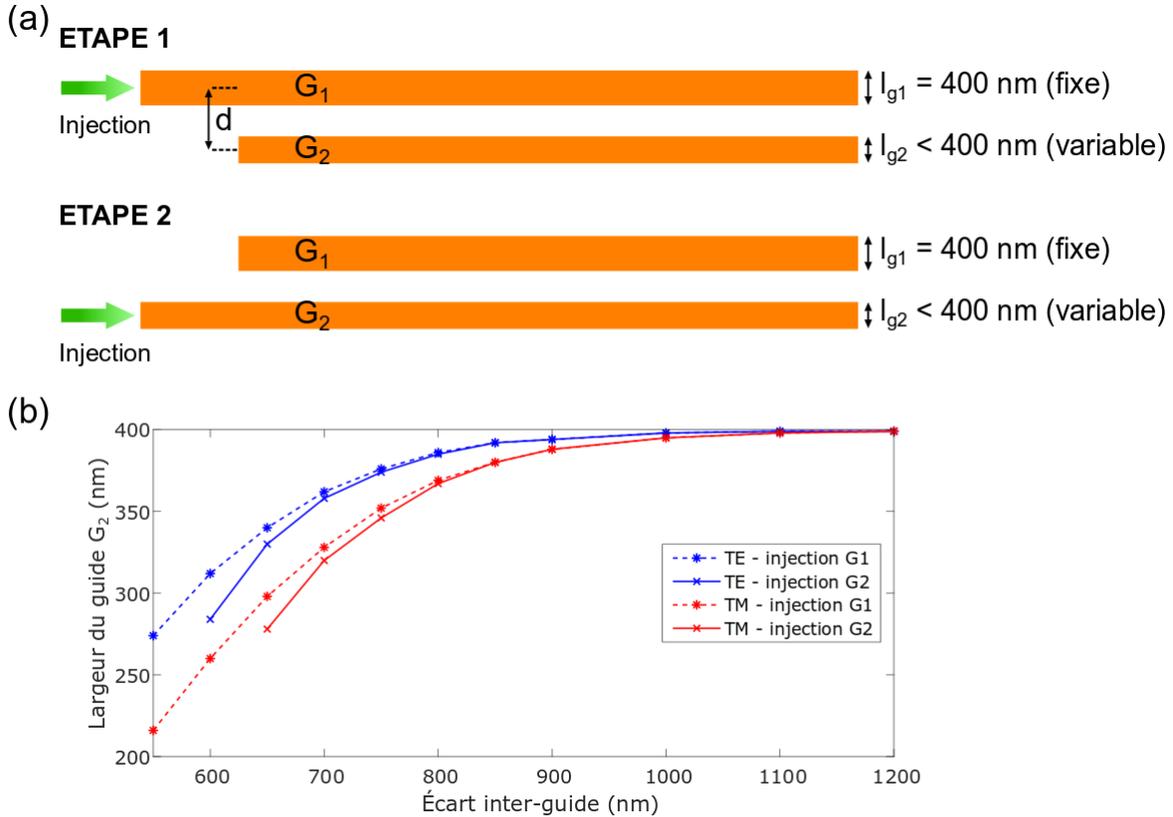


Figure III-2 : (a) et (b) Processus de simulation consistant à injecter la lumière successivement dans le mode fondamental de  $G_1$  puis dans celui de  $G_2$ . (b) Couples de valeurs d'écart inter-guide et de largeur de  $G_2$  permettant d'obtenir la valeur seuil de  $-20$  dB, pour les deux exemples d'injection considérés.

Les courbes tracées sur la Figure III-2 représentent des frontières à ne pas dépasser pour ne pas se trouver au-dessus de la diaphonie limite. Chaque point de coordonnées  $(d; l_{g_2})$  représente la valeur minimale de  $d$  et la valeur maximale de  $l_{g_2}$ . On observe que sur l'ensemble des écarts inter-guide considérés, la largeur maximale permise pour  $G_2$  est plus faible pour la polarisation TM que pour la polarisation TE. Cette différence est d'autant plus marquée que l'écart inter-guide est faible. Cela est dû à un confinement plus faible du mode guidé en la polarisation TM par rapport à la polarisation TE. Cela accroît l'interaction de son champ évanescent avec le guide voisin. Une non-réciprocité du couplage de mode selon le guide d'injection peut être observée : pour un même coupleur, la diaphonie de signal est plus forte lorsque le mode est injecté dans le guide le plus

étroit, ce qui est cohérent avec un plus faible confinement du mode fondamental dans les guides plus étroits. Toutefois, à mesure que l'écart inter-guide augmente, la modulation de largeur est plus faible et la dissymétrie d'injection influe moins. Le couplage tend alors vers la réciprocity d'un coupleur directionnel classique.

Les simulations présentées sur la Figure III-2 révèlent des possibilités de densification relativement importantes par rapport à une distribution à guides identiques, en diminuant l'écart inter-guide de plus de la moitié. En revanche, cela se fait au prix d'une modulation conséquente du paramètre  $\Delta\beta$  en réduisant fortement la largeur du guide  $G_2$ . Par exemple, si la largeur du guide  $G_1$  est fixée à 400 nm, la réduction de la distance inter-guide à 650 nm implique de fixer une largeur de guide  $G_2$  de 275 nm pour la polarisation TE et 210 nm pour la polarisation TM. De tels écarts de largeurs peuvent aussi engendrer des différences considérables au niveau des pertes de propagation, ce qui peut s'avérer problématique pour homogénéiser la puissance optique répartie dans la distribution de guides. Selon l'estimation de pertes abordée au précédent chapitre à partir du modèle de Payne et Lacey [10] et des données expérimentales obtenues sur des précédentes générations de circuits photoniques (voir Figure II-8), les pertes de propagation sont estimées à environ 6 dB/cm pour des guides de 400 nm de large. Sur des guides larges de 265 nm, les pertes sont estimées à environ 14 dB/cm en polarisation TE, ce qui engendrerait un écart de puissance de 40 dB au bout d'une longueur de propagation de 5 cm, en négligeant les autres causes de pertes. Ainsi, il est nécessaire de trouver un compromis entre la densité du réseau de guide et les écarts de puissance engendrés par les pertes de propagation sur des guides de différentes largeurs. En imposant un écart maximal de pertes de 1 dB/cm, l'écart de largeur limite pour le guide  $G_2$  vis-à-vis de  $G_1$  est  $dl_{g,lim} = -25$  nm pour la polarisation TE, ce qui restreint l'écart inter-guide minimal à 750 nm centre-à-centre.

Ce résultat est valide sur une cellule à deux guides isolée ; néanmoins, il existe un risque de diaphonie de signal entre des cellules mises côte-à-côte pour former une distribution dense. Ce phénomène est mis en évidence sur la Figure III-3 à partir de la simulation de cinq cellules à deux guides avec la méthode 2D-FDTD.

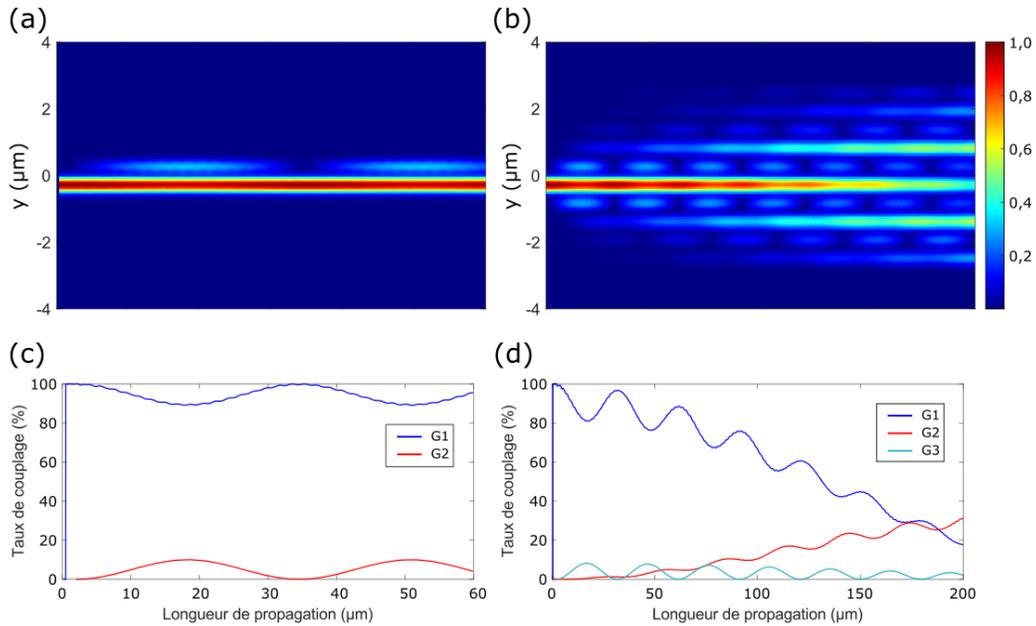


Figure III-3 : Profil d'intensité du champ électrique simulé par 2D-FDTD le long (a) d'une cellule à deux guides isolée et (b) d'une distribution de cinq cellules à deux guides placées côte à côte. Les profils linéiques d'intensité respectifs sont représentés en (c) et (d).

Les simulations montrées ci-dessus confirment qu'une distribution dense de cellules de guides d'onde ne saurait être équivalente à une cellule simple. Même si la cellule isolée respecte le critère choisi, l'assemblage de plusieurs cellules peut générer un couplage inter-cellule important. La cellule à deux guides ne permet pas (ou peu) d'éviter le couplage au sein d'une distribution dense. L'espacement entre deux cellules adjacentes étant trop faible, il convient d'augmenter la taille de la cellule en introduisant davantage de guides différents, dans le but d'éloigner suffisamment l'espacement entre deux guides identiques. Pour des raisons de simplicité relatives au dessin du circuit de routage et du projecteur rétinien, le nombre de guides d'onde composant une cellule a été défini par une puissance de deux. Cela m'amène donc à orienter l'étude de densification en choisissant une cellule élémentaire comprenant quatre guides d'ondes dissymétriques.

### III.2.3 Cellule à quatre guides

La cellule à quatre guides d'onde a été construite en maintenant fixe à 400 nm la largeur du premier guide et en modulant les largeurs des autres guides qui la composent. L'écart inter-guide est quant à lui identique pour tous les guides. Du fait de la taille plus importante de la cellule, deux guides identiques de deux cellules adjacentes sont deux fois plus éloignés que dans le cas précédent. L'objectif est d'éviter à la fois la diaphonie intra-cellule et inter-cellule. Une cellule isolée est tout d'abord optimisée, puis répétée périodiquement en vérifiant que la diaphonie inter-cellule satisfait le critère défini.

Une première option est d'envisager une cellule dont les largeurs de guides sont ordonnées par ordre croissant. Néanmoins, comme abordé dans la référence [8], cette option ne permet pas de réduction optimale de la diaphonie intra-cellule car le  $\Delta\beta$  minimum entre chaque paire de guides

se trouve nécessairement entre deux guides successifs. Par exemple, en considérant une cellule de quatre guides dont les largeurs respectives sont telles que  $l_{g_1} > l_{g_2} > l_{g_3} > l_{g_4}$  (voir Figure III-4 (a)) ; et si en outre le  $\Delta\beta$  minimum est atteint entre les guides n°3 et n°4, la diaphonie ne peut pas être réduite de manière satisfaisante si ces deux guides sont placés l'un à côté de l'autre. En revanche, si l'ordre de largeur des guides est permuté de sorte que  $l_{g_2} < l_{g_4} < l_{g_3} < l_{g_1}$  (voir Figure III-4 (b)), le  $\Delta\beta$  minimum se trouve entre deux guides espacés de deux fois l'inter-guide minimal. La diaphonie peut être réduite de manière satisfaisante. Je me suis inspiré de cette idée pour la construction de la cellule à quatre guides.

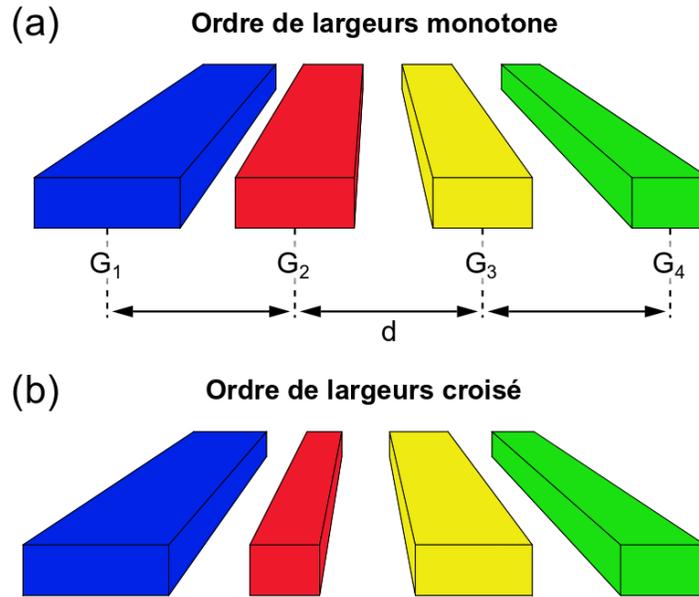


Figure III-4 : Représentation des configurations d'ordres de largeurs de guides (a) monotone et (b) croisé pour une cellule de quatre guides d'onde.

La cellule à quatre guides est construite itérativement en partant de la configuration précédemment définie pour la cellule à deux guides, à savoir : un écart inter-guide de 750 nm et des largeurs des guides de 400 nm et 374 nm. À partir de cela, il est possible d'optimiser deux à deux et de manière itérative les guides de la cellule. Par exemple, si une largeur optimale  $l_{g_{2,opt}}$  a été définie à l'issue de la simulation des guides  $G_1$  et  $G_2$ , la simulation du couple  $G_2$  et  $G_3$  pour déterminer la largeur optimale  $l_{g_{3,opt}}$  se fera avec une largeur fixe  $l_{g_{2,opt}}$  pour le guide  $G_2$ . Ce processus de simulation est ainsi répété sur toute la cellule. Les résultats de simulation sont montrés sur la Figure III-5.

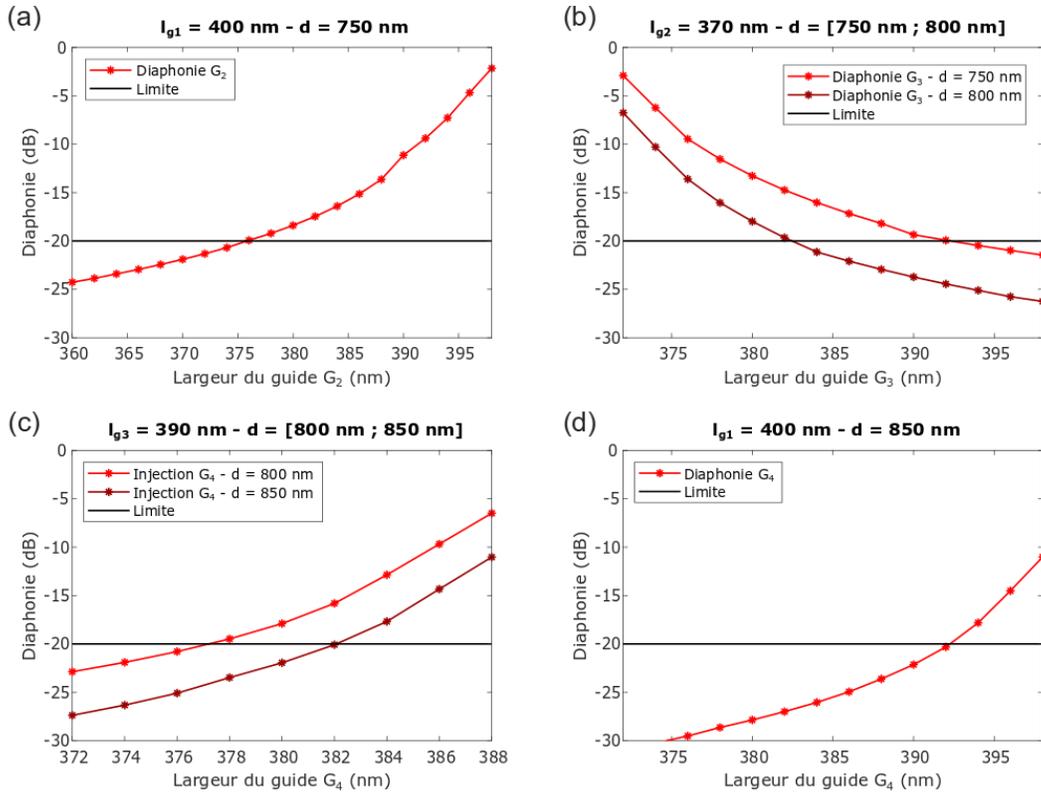


Figure III-5 : Résultats de simulation de la diaphonie de signal entre paires de guides pour l'optimisation de la cellule à quatre guides. Les simulations sont montrées de (a) à (d) pour les couples de guides  $G_1$ - $G_2$ ,  $G_2$ - $G_3$ ,  $G_3$ - $G_4$  et  $G_4$ - $G_1$  respectivement.

Pour la première paire de guides  $G_1$  et  $G_2$ , la diaphonie de signal passe en-dessous de  $-20 \text{ dB}$  lorsque  $l_{g2} < 375 \text{ nm}$ . Par mesure de sécurité, la largeur du guide  $G_2$  peut être abaissée à  $370 \text{ nm}$ , ce qui correspond à une diaphonie d'environ  $-21,9 \text{ dB}$ . Cette valeur de largeur pour  $G_2$  est utilisée comme valeur fixe pour la simulation suivante entre  $G_2$  et  $G_3$ . La courbe rouge clair de la Figure III-5 (b) montre que la limite de diaphonie est atteinte lorsque  $l_{g3} > 394 \text{ nm}$ . Ces valeurs de largeur pour  $G_3$  sont toutefois proches de celles de  $G_1$  ( $400 \text{ nm}$ ), ce qui tend plutôt vers un schéma de cellule à deux guides. Un bon compromis serait de définir  $l_{g3} = 390 \text{ nm}$  pour maintenir un  $\Delta\beta$  suffisant avec les deux guides voisins tout en ne revenant pas à une cellule à deux guides. Avec cette largeur, le niveau de diaphonie s'élève à  $-19,35 \text{ dB}$ , ce qui est légèrement au-dessus de la limite imposée. Dans ce cas, il est préférable de s'accorder une marge de sécurité en augmentant l'espacement inter-guide de  $750 \text{ nm}$  à  $800 \text{ nm}$ . Cela permet d'abaisser la diaphonie à  $-23,72 \text{ dB}$ .

Jusqu'ici, la cellule est définie par une distance inter-guide de  $800 \text{ nm}$  et les largeurs de guides suivantes :  $l_{g1} = 400 \text{ nm}$ ,  $l_{g2} = 370 \text{ nm}$  et  $l_{g3} = 390 \text{ nm}$ . La largeur optimale du guide  $G_4$  peut être déterminée à partir des deux dernières séries de simulations présentées sur la Figure III-5 (c) et la Figure III-5 (d). À partir de la simulation entre  $G_3$  et  $G_4$ , il apparaît que l'écart inter-guide de  $800 \text{ nm}$  n'est plus vraiment adapté car il impose que  $l_{g4} < 376 \text{ nm}$ , ce qui est relativement proche de celle du guide  $G_2$ . Une largeur  $l_{g4} = 380 \text{ nm}$  est une valeur intermédiaire intéressante

entre celle du guide  $G_3$  et celle du guide  $G_1$ . Toutefois, selon la courbe rouge clair de la Figure III-5 (c), une largeur de 380 nm pour le guide  $G_4$  résulte en une diaphonie de  $-17,9$  dB. Pour repasser sous le niveau de  $-20$  dB, un nouvel espacement entre les guides est défini à 850 nm. Cela permet d'atteindre un niveau de diaphonie de  $-21,95$  dB, selon la courbe rouge foncé de la Figure III-5 (c). La Figure III-5 (d) indique une diaphonie d'environ  $-28$  dB entre les guides  $G_4$  et  $G_1$ . Sur l'ensemble de la cellule, le cas de couplage le plus critique ( $\Delta\beta$  le plus faible) se trouve entre  $G_3$  et  $G_4$ .

Une simulation de la cellule à quatre guides complète par la méthode 3D FDTD permet de vérifier que la configuration choisie est valide lorsque tous les guides de la cellule sont rassemblés et que plusieurs cellules sont placées côte-à-côte. Le Tableau III-2 regroupe les maxima de diaphonie simulés sur une distribution composée d'une cellule à quatre guides isolée et de trois cellules placées côte à côte, en tenant compte des écarts inter-guides de 850 nm et 1  $\mu$ m.

Tableau III-2 : Valeurs de diaphonies maximales simulées sur une cellule à quatre guides isolée et sur une distribution de trois cellules côte à côte, pour des écarts inter-guides de 850 nm et 1  $\mu$ m.

	1 cellule		3 cellules	
	Écart inter-guide : 850 nm			
<b>Injection G1</b>	-34,45 dB	-19,12 dB	-31,73 dB	-14,99 dB
<b>Injection G2</b>	-31,55 dB	-11,14 dB	-31,43 dB	-11,81 dB
<b>Injection G3</b>	-28,29 dB	-5,00 dB	-28,83 dB	-3,08 dB
<b>Injection G4</b>	-31,03 dB	-13,82 dB	-28,21 dB	-3,03 dB
	Écart inter-guide : 1 $\mu$ m			
<b>Injection G1</b>	-48,56 dB	-32,30 dB	-45,84 dB	-28,30 dB
<b>Injection G2</b>	-46,48 dB	-25,23 dB	-46,58 dB	-25,20 dB
<b>Injection G3</b>	-42,53 dB	-14,83 dB	-42,76 dB	-15,01 dB
<b>Injection G4</b>	-45,88 dB	-27,06 dB	-42,90 dB	-14,77 dB
	TE	TM		

Globalement, les niveaux de diaphonies sont significativement plus dégradés en polarisation TM qu'en polarisation TE. Du fait de la géométrie des guides, le mode guidé est moins confiné en polarisation TM qu'en polarisation TE. Cette différence est assez conséquente, surtout lorsque  $G_3$  est le guide d'insertion, où l'observe entre deux et trois ordres de grandeur entre les deux polarisations suivant l'écart inter-guide choisi. D'un autre côté, il n'y a pas de différence significative en passant d'une cellule isolée à une distribution de trois cellules, excepté dans le cas de l'injection dans le guide  $G_4$  en polarisation TM où, pour les deux cas d'inter-guide considérés, le niveau de diaphonie varie d'environ un ordre de grandeur entre la cellule isolée et la distribution à trois cellules,

Bien que l'écart inter-guide de 850 nm semble convenable pour éviter la diaphonie en polarisation TE, la cellule à quatre guides a été optimisée avec un écart de 1  $\mu$ m marge de sécurité relativement importante par rapport au critère choisi, afin d'éviter de possibles hausses de diaphonie dues à des aléas de fabrication. De plus, il est clair qu'un écart de 850 nm n'est pas adapté à la polarisation TM, pour laquelle on observe une diaphonie jusqu'à -3 dB (~50%). L'écart de 1  $\mu$ m offre donc un bon fonctionnement en polarisation TM avec un niveau de diaphonie maximal relativement acceptable (autour de 3 %).

### III.2.4 Structures d'étude du couplage $\Delta\beta$

La densification est l'une des principales problématiques de cette thèse car il faut être capable d'adresser une grande quantité de points d'émission sur une surface limitée par la pupille de l'œil (valeur standard de 4 mm considérée pour le projet). Cette étude a été une étape significative de mon travail, notamment par le nombre considérable de simulations numériques qu'elle a impliqués. La cellule à quatre guides est donc un élément clef du projecteur qui impacte directement le circuit de routage photonique. Afin d'étudier expérimentalement le couplage  $\Delta\beta$ , j'ai prévu des structures en périphérie du démonstrateur. Ces structures sont des séries de coupleurs directionnels  $\Delta\beta$  à deux guides (Figure III-6 (a)) et à quatre guides (Figure III-6 (b)) dissymétriques.

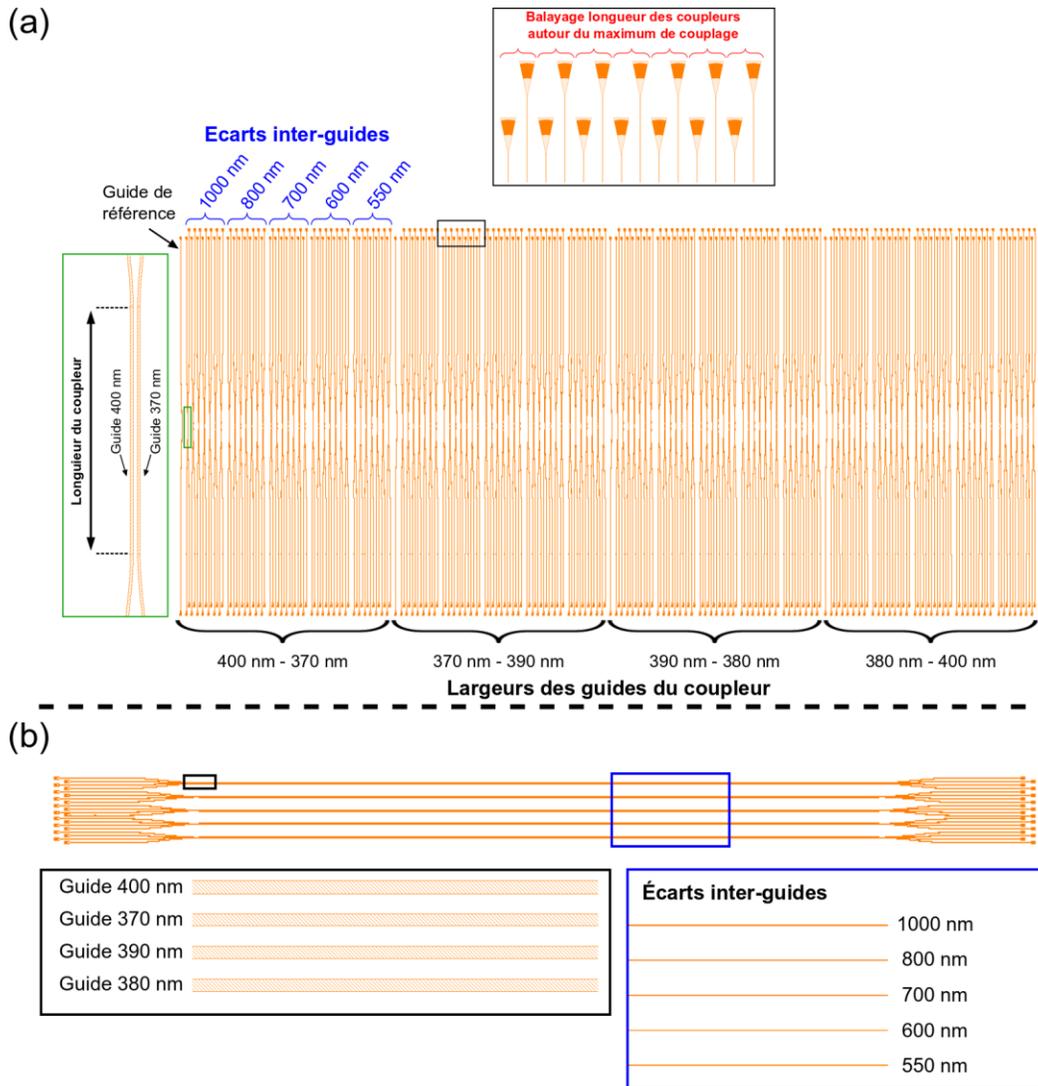


Figure III-6 : Structures d'étude du couplage  $\Delta\beta$ . (a) Coupleurs directionnels  $\Delta\beta$  permettant d'étudier deux à deux les guides de la cellule à quatre guides. (b) Coupleurs directionnels  $\Delta\beta$  à quatre guides permettant d'étudier la cellule à quatre guides en fonction de l'écart inter-guide.

Les largeurs des guides formant ces structures sont les mêmes que celles définies pour la cellule à quatre guides : à savoir 400 nm, 370 nm, 390 nm et 380 nm. L'intérêt de ces structures

d'étude est non seulement de vérifier que la configuration de cellule choisie corrobore bien les simulations et empêchent effectivement le couplage de signal entre les guides, mais aussi d'explorer les possibilités de densification en mesurant le signal couplé en fonction de l'écart inter-guide. Les structures à deux guides montrées sur la Figure III-6 (a) sont composées de quatre blocs, subdivisés en cinq sous-blocs chacun et comprenant chacun sept coupleurs directionnels. Les quatre premiers sous-groupes permettent d'étudier deux à deux les guides de la cellule. Dans les sous-groupes suivants, l'écart inter-guide est varié entre 550 nm et 1  $\mu\text{m}$  afin de mesurer l'évolution de la diaphonie entre les guides. Enfin, sur le dernier sous-groupe, la longueur des coupleurs est balayée le long des sept guides du sous-bloc autour d'une valeur où la diaphonie est maximale selon des simulations numériques. Les valeurs de diaphonie maximale attendues sur les différentes paires en fonction de l'écart inter-guide sont compilées dans le Tableau III-3.

Tableau III-3 : Maxima de couplage (exprimés en dB) simulés par la méthode EME entre deux guides d'onde en fonction de la différence de constante de propagation et de l'écart inter-guide.

		Paire de guides							
		G1 – G2		G2 – G3		G3 – G4		G4 – G1	
Inter-guide (nm)	1000	-46,39	-37,02	-43,29	-34,17	-36,74	-28,35	-42,67	-33,42
	800	-26,76	-19,20	-23,67	-15,90	-17,54	-9,55	-23,18	-15,41
	700	-17,06	-10,54	-13,97	-7,96	-7,58	-3,51	-13,16	-7,17
	600	-7,75	-3,52	-5,78	-2,11	-2,43	-0,53	-4,87	-1,66
	550	-4,11	-1,57	-2,46	-0,91	-0,61	-0,25	-2,08	-0,70
		TE	TM						

Les coupleurs à quatre guides montrés sur la Figure III-6 (b) permettent d'étudier la diaphonie du signal sur une cellule complète en fonction de l'écart inter-guide. La structure d'étude se compose de cinq circuits sur lesquels l'écart inter-guide est varié entre 550 nm et 1  $\mu\text{m}$ .

### III.3 Optimisation des composants clefs

#### III.3.1 Inventaire des éléments clefs du circuit

La distribution de guides d'onde constituant le projecteur est formée à partir de la cellule à quatre guides présentée dans la section précédente. À ce stade, il est donc nécessaire de dresser l'inventaire des éléments clefs constituant le circuit de routage en amont du projecteur. Dans le cadre de mon travail, toutes les briques de composants photoniques identifiées et optimisées sont passives. L'étude des éléments d'extraction actifs utilisés pour générer les points d'émission a fait l'objet du travail de thèse de Matthias Colard [1], et sera poursuivi dans la thèse de Salaheddine Toubi.

En premier lieu, il faut introduire la lumière dans le circuit, ce qui revient à coupler un faisceau incident en espace libre sur le mode fondamental du guide d'entrée du circuit. Cela peut être fait à l'aide d'un coupleur d'insertion. Deux types de composants sont identifiés et analysés, lesquels sont détaillés dans la section III.3.2. Par symétrie, le coupleur d'insertion peut aussi être utilisé comme coupleur d'extraction.

Une fois insérée dans le circuit, la lumière se propage dans le guide d'entrée monomode à la longueur d'onde de 532 nm. La section de ce guide a des dimensions (largeur  $\times$  épaisseur) de 300 nm  $\times$  200 nm. Après une certaine distance de propagation, le guide est élargi pour atteindre une valeur comprise entre 370 nm et 400 nm conformément à la configuration de cellule à quatre guides ; cette transformation rend les guides bi-modes. Afin de conserver toute la puissance du signal sur le mode fondamental sans transfert vers un mode d'ordre plus élevé, il faut éviter de perturber sa propagation par des transitions trop abruptes. Ainsi, l'un des composants importants du circuit est la transition adiabatique (« entonnoir » ou « taper » en anglais) dont la longueur optimale doit être optimisée pour éviter les perturbations. Le même composant pourra être utilisé tant pour l'élargissement des guides que pour leur rétrécissement.

Un autre composant clé du circuit est le virage par courbure de guide. Il est d'une importance capitale pour répondre à la problématique de compacité. À partir du modèle sinusoïdal identifié comme étant le plus avantageux, l'enjeu est de trouver un rayon de courbure modéré permettant de garantir une compacité satisfaisante avec des pertes optiques faibles.

Les problématiques de densité et d'adressage aléatoire évoquées au précédent chapitre justifient de recourir à une architecture photonique multiniveaux, notamment pour éviter des pertes optiques excessives dues aux croisements des guides d'onde. Dès lors, il convient d'introduire un composant de couplage multiniveau. L'approche monolithique ayant été privilégiée par rapport à l'approche par report de puces, le composant de couplage multiniveau est un coupleur directionnel dont la longueur de couplage doit être minimisée pour des raisons de compacité. L'écart inter-niveaux doit donc être précautionneusement choisi pour permettre une longueur de couplage modérée tout en limitant le plus possible les pertes générées par les croisements de guides multiniveaux. Étant donné la quantité de points d'émission à adresser, un grand nombre de guides sera mobilisé dans la portion d'adressage, ce qui implique potentiellement un grand nombre de croisements.

Enfin, le circuit devra compter des divisions de guides d'onde, car chaque distribution de points d'émission (DPE) formant un pixel sur la rétine devra être adressé par le même laser. D'un point de vue de l'adressage, cela se traduit par l'alimentation d'un groupe de plusieurs guides à partir d'une source lumineuse. Dans l'idéal, les divisions de guides doivent répartir la puissance optique de manière équilibrée dans les guides de sortie, afin de limiter les écarts de puissance entre les différents points d'émission générés sur le projecteur. La puissance optique peut être divisée par des coupleurs à interférences multimodes (MMI) ou par des coupleurs directionnels. Les MMI sont généralement dimensionnés pour une division de la puissance à 50 %. De leur côté, les coupleurs directionnels permettent un plus large choix du taux de division grâce à la modulation de la longueur de couplage. Ces derniers seront abordés au chapitre suivant dans une démarche de rééquilibrage de la puissance optique dans les guides de sortie.

L'ensemble des composants cités a fait l'objet de structures d'études dessinées sur le masque de photolithographie. Ceux-ci sont représentés sur la Figure III-7 avec une numérotation permettant de les repérer. Leur optimisation est présentée dans les sections qui suivent.

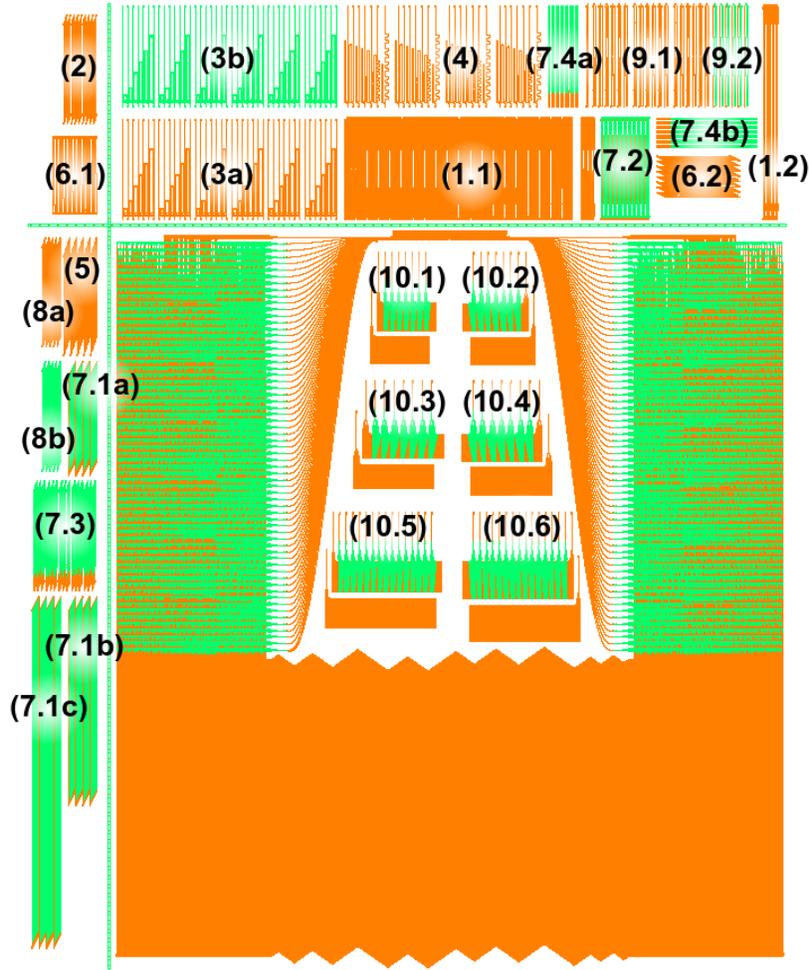


Figure III-7 : Vue d'ensemble du réticule contenant le démonstrateur (présenté au Chapitre IV) et les structures d'études positionnées en périphérie et numérotées de 1 à 9. Les circuits portant la numérotation 10 sont des structures d'étude relatives au démonstrateur et qui sont également développées au prochain chapitre.

### III.3.2 Coupleur d'insertion/extraction

En photonique intégrée, il existe deux principaux composants permettant d'injecter une source lumineuse dans un circuit: le coupleur par la tranche et le réseau de couplage.

Le coupleur par la tranche peut être décrit sous sa forme la plus simple comme une interruption du guide sur sa tranche (section transverse) et donnant sur l'espace libre (assimilable à une fibre optique clivée). Des formes plus complexes visant à améliorer l'efficacité d'insertion sont présentes dans la littérature [11], [12]. Une source lumineuse en espace libre (par exemple le faisceau gaussien émis par une fibre optique) peut être couplée avec un mode guidé avec une efficacité dépendant de l'intégrale de recouvrement entre le mode de la source lumineuse en espace libre et le mode guidé. Les coupleurs par la tranche peuvent aussi bien être utilisés pour injecter la lumière dans un circuit photonique que pour l'extraire. Dans les deux cas, il faut un excellent état de surface sur la tranche du coupleur pour ne pas dégrader l'insertion en entrée et/ou le profil

d'émission en sortie. Il est également critique de minimiser l'écart d'indice de réfraction entre le milieu incident et le guide d'entrée afin de minimiser les pertes par réflexion de Fresnel. Cette contrainte fait que la méthode du couplage par la tranche est très peu utilisée sur des guides en technologie semi-conducteur où les indices de réfraction sont nettement plus élevés que ceux des fibres optiques et où les tailles de guides sont bien inférieures au diamètre du cœur de fibre.

Le réseau de couplage, quant à lui, est une structure périodique utilisant la diffraction pour injecter la lumière dans le circuit. Le couplage se produit en faisant correspondre les caractéristiques du mode gaussien d'une fibre en espace libre (angle de propagation, angle de divergence, ...) avec celles du premier ordre de diffraction du réseau. Pour cela, l'angle d'insertion par rapport à l'axe de propagation doit être choisi conformément aux paramètres du réseau de sorte qu'il corresponde à l'angle entre l'ordre 0 et l'ordre 1 du réseau. En d'autres termes, l'angle d'insertion doit satisfaire à la condition de Bragg, dont la relation adaptée aux réseaux de couplage en photonique intégrée est donnée par l'équation (III-5) [13] :

$$n_{\text{eff},rc} - n_{\text{sub}} \sin(\theta_i) = m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (\text{III-5})$$

où  $\Lambda$  est le pas du réseau,  $m$  est l'ordre de diffraction,  $\theta_i$  est l'angle de l'onde incidente sur le réseau dans le milieu d'encapsulation d'indice  $n_{\text{sub}}$ . Le terme  $n_{\text{eff},rc}$  correspond à l'indice effectif du mode dans le réseau et est donné par l'équation (III-6) :

$$n_{\text{eff},rc} = n_{\text{eff}_1} FR + n_{\text{eff}_2} (1 - FR) \quad (\text{III-6})$$

Où  $n_{\text{eff}_1}$  (resp.  $n_{\text{eff}_2}$ ) correspond à l'indice effectif du mode dans un guide dont les dimensions sont identiques à celles des crénelures pleines (resp. gravées) du réseau de diffraction, et  $FR$  correspond au facteur de remplissage donné par :

$$FR = \frac{l_{\text{motif}}}{\Lambda} \quad (\text{III-7})$$

Où  $l_{\text{motif}}$  est la longueur d'un motif crénelé du réseau. Le principe de fonctionnement du réseau de couplage est représenté en coupe longitudinale sur la Figure III-8.

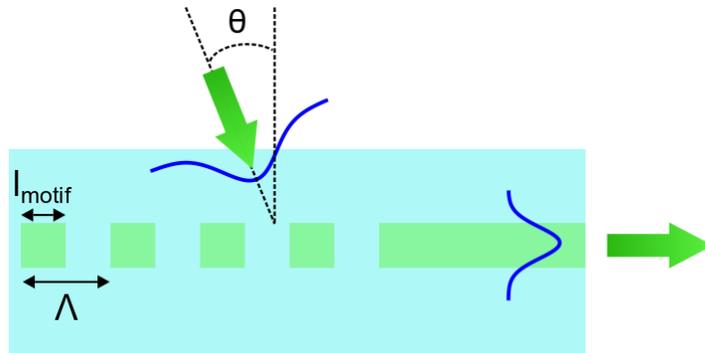


Figure III-8 : Illustration en coupe d'un réseau de couplage.

Dans le cadre de cette thèse, j'ai priorisé le réseau de couplage par rapport au coupleur par la tranche car ce composant a déjà été développé et optimisé pour de précédentes générations de circuits photoniques conçus pour fonctionner également à 532 nm de longueur d'onde.

Le réseau de couplage utilisé ici est totalement gravé et possède un facteur de remplissage cible de 50 %. Dès lors, l'équation (III-6) peut être simplifiée par  $n_{\text{eff},rc} = 0,5 \times (n_{\text{eff}_1} + n_{\text{sub}})$ . L'expérience de caractérisations optiques sur des lots photoniques antérieurs m'ont amené à conclure que de faibles angles d'insertion sont avantageux par rapport à des angles élevés. Un angle d'insertion élevé peut accroître le bruit de fond en sortie de la puce et ainsi « noyer » le signal utile. De plus, la projection du mode de fibre sur le réseau est étalée et déformée lorsque l'angle est élevé, ce qui a pour effet de réduire l'efficacité d'insertion. Conformément à l'équation (III-5), l'angle d'insertion peut être réduit en diminuant le pas du réseau.

Pour des raisons de résolution limite de photolithographie qui sont abordées plus en détail dans le Chapitre V, la dimension des motifs présents sur l'ensemble des circuits photoniques est limitée à un minimum de 250 nm, ce qui impose pour le réseau de couplage un pas minimum  $\Lambda_{\text{min}} = 500$  nm. En simulant par la méthode FDE la section d'un guide d'onde de dimensions 300 nm × 200 nm, je calcule  $n_{\text{eff}_1} \approx 1,677$  à la longueur d'onde de 532 nm sur un guide de 400 nm de large. Cela donne un angle d'insertion au premier ordre de diffraction d'environ 20,2° dans la couche d'encapsulation en SiO<sub>2</sub>, et d'environ 30,3° depuis l'air en tenant compte de la loi de réfraction de Snell-Descartes. Le même réseau de couplage est utilisé en extraction. Les angles d'émission sont calculés avec la relation de Bragg pour un pas de réseau de 500 nm et un facteur de remplissage de 50% sont compilées dans le Tableau III-4 pour les polarisations TE et TM ainsi que le mode fondamental et le premier mode excité. L'indice effectif pris est celui d'un guide de largeur 400 nm.

Tableau III-4 : Estimation des angles d'insertion/extraction sur la cellule à quatre guides pour les modes TE00, TE10, TM00 et TM10 avec un pas de réseau de 500 nm et un facteur de remplissage de 50%. Valeurs calculées pour une longueur d'onde de 532 nm.

	TE00	TE10	TM00	TM10
Ordre de diffraction 1	31,9°	24,9°	30,4°	24,6°
Ordre de diffraction 2	-32,4°	-40,0°	-33,9°	-40,4°

De manière générale, l'angle d'émission et d'extraction est plus élevé pour le mode TE que pour le mode TM, ce qui s'explique par un indice effectif plus élevé en polarisation TE qu'en polarisation TM avec les dimensions de guide choisies. Sur le premier ordre de diffraction, les angles d'émission et d'extraction varient entre 31,9° et 30,4° pour les modes TE00 et TM00, et entre 24,6° et 24,9° pour les modes TE10 et TM10. Sur le deuxième ordre de diffraction, les angles varient entre -32,4° et -33,9° pour les modes TE00 et TM00, et entre -40° et -40,4° pour les modes TE10 et TM10. Les angles du deuxième ordre de diffraction sont suffisamment éloignés de ceux du premier ordre pour ne pas perturber la mesure de ce dernier. En revanche, la configuration du banc de caractérisation utilisé pendant ma thèse ne permet pas d'atteindre des angles « négatifs », ce qui ne permet pas de caractériser les angles de l'ordre 2. Dans la suite, l'accent ne sera donc mis que sur le premier ordre de diffraction, tant pour les optimisations que pour les caractérisations expérimentales.

Le réseau de couplage utilisé comme point d'entrée et de sortie des circuits photoniques est montré sur la Figure III-9.

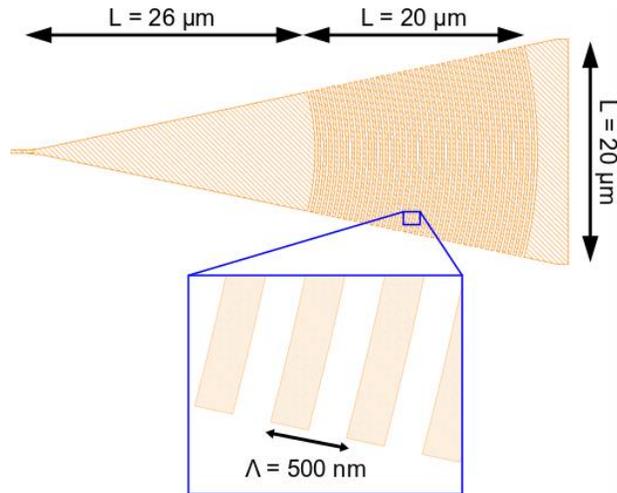


Figure III-9 : Réseau de couplage de forme conique utilisé pour l'insertion et l'extraction de la lumière dans les circuits photoniques.

Les réseaux de couplage ont été développés au sein du CEA-Leti pour des applications majoritairement orientées autour des télécommunications, à des longueurs d'onde proches de  $1,5 \mu\text{m}$  [14]. Pour les besoins de la projection rétinienne, ce type de réseau de couplage a été repris et adapté pour la longueur d'onde de  $532 \text{ nm}$ . Il est de forme conique et s'étend sur une surface d'environ  $400 \mu\text{m}^2$ . Ils se composent de 40 périodes avec un facteur de remplissage de 50 % et un pas de  $500 \text{ nm}$ . Le réseau de couplage est conçu de manière à capter la plus grande quantité de puissance provenant du mode de fibre incident, pour ensuite le coupler dans le guide d'onde via une transition adiabatique d'une longueur de  $26 \mu\text{m}$ . Du côté de l'extraction, la surface élargie sur laquelle la puissance est extraite permet aussi d'élargir la taille du point d'émission en champ proche ; ce qui, par une relation de transformée de Fourier, permet de réduire la taille du signal en champ lointain et donc d'augmenter sa densité de puissance. Cela est particulièrement avantageux pour la détection de signaux lors de caractérisations expérimentales impliquant une mesure du signal en champ lointain à l'aide d'un photodétecteur. Les valeurs angulaires inscrites dans le Tableau III-4 permettent de donner une idée des angles d'émission et d'insertion auxquels on peut s'attendre lors de la caractérisation des circuits.

L'angle d'extraction d'un réseau de couplage peut être étudié en fonction du pas de réseau. En effet, la longueur d'onde utilisée ici étant relativement faible par rapport à celle utilisée dans les télécommunications, la sensibilité face aux erreurs de fabrication est accrue. Des simulations par la méthode FDE permettent de calculer les angles d'émission et d'insertion en fonction du pas de réseau. Les résultats sont représentés sur la Figure III-10 pour une largeur de guide de  $400 \text{ nm}$ .

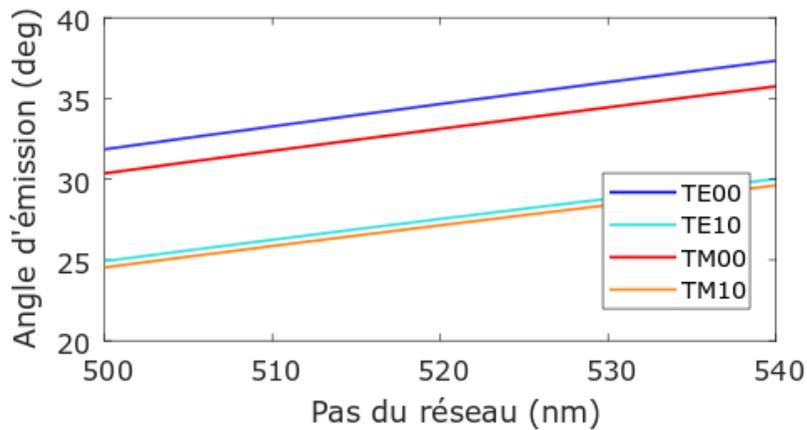


Figure III-10 : Angles d'émission d'un réseau de couplage simulé par la méthode FDE en fonction du pas du réseau pour les modes TEM00 (fondamental) et TEM10. Un guide de largeur 400 nm est considéré ici.

La variation angulaire moyenne attendue entre le plus petit et le plus grand pas de réseau sur l'ensemble des cas simulés est d'environ  $5,2^\circ$ . Afin d'étudier expérimentalement la variation de l'angle d'émission en fonction du pas de réseau, j'ai conçu des structures d'étude, représentées sur la Figure III-11, en faisant varier le pas du réseau et la largeur des guides. Cela permettrait, à travers les mesures angulaires, de détecter de possibles erreurs de fabrication ayant entraîné des dérives sur les paramètres de réseau (pas de réseau et/ou facteur de remplissage).

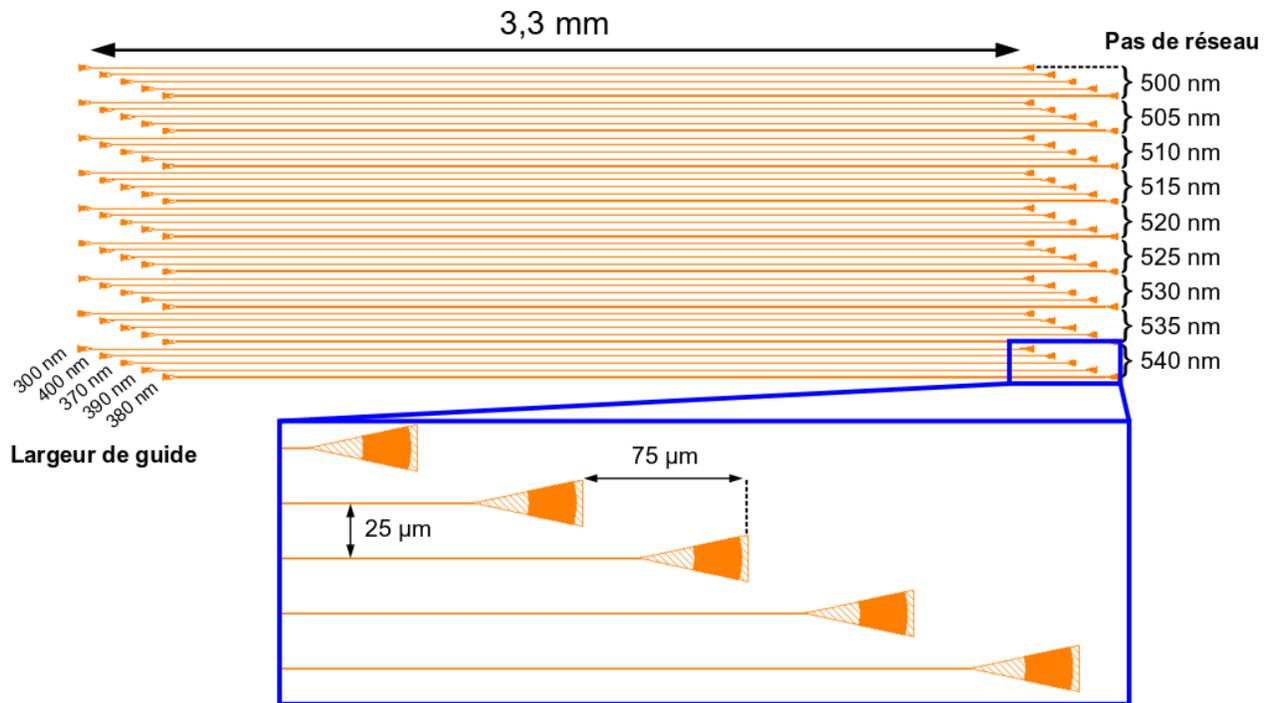


Figure III-11 : Structures d'étude permettant d'évaluer l'effet du pas du réseau de diffraction sur l'angle de couplage.

La structure totale est composée de neuf sous-groupes de cinq circuits, chacun consistant en deux réseaux de couplage en vis-à-vis, connectés par un guide droit de 3,3 mm de longueur. Au sein d'un même sous-groupe, le pas du réseau est maintenu constant et les guides, suivant le circuit considéré, ont des largeurs correspondant au guide monomode et aux guides de la cellule employée dans l'architecture de routage. Tous les circuits sont espacés de 25  $\mu\text{m}$  centre-à-centre afin d'éviter que les réseaux de couplage ne soient trop rapprochés. De plus, pour éviter d'être gênés par d'éventuels signaux parasites extraits des guides voisins, les circuits d'un même sous-groupe sont décalés de 75  $\mu\text{m}$  dans la direction de la propagation.

Idéalement, le mode se propage sans pertes optiques dans les guides. Cependant, comme évoqué dans le chapitre précédent, des pertes optiques peuvent être présentes notamment à cause de la rugosité des flancs des guides. Pour cette raison, des circuits permettant de mesurer les pertes de propagation ont été dessinés sur le masque ; lesquels sont présentés dans la section suivante.

### III.3.3 Guides en spirales

Les pertes de propagation font partie des limitations les plus critiques dans le domaine de la photonique intégrée. Comme évoqué dans la section II.1.3, il existe généralement deux contributions principales aux pertes de propagation : l'absorption optique du matériau de guidage et les rugosités des flancs des guides causant la dispersion de la lumière. En considérant l'absorption du nitrure de Silicium comme négligeable à la longueur d'onde d'étude de 532 nm, on considère que les pertes sont principalement dues à la rugosité des flancs.

Les pertes de propagation sont évaluées à partir de groupes de circuits de différentes longueurs. Les pertes de puissance mesurées sur chaque circuit peuvent ainsi être reliées aux différences de longueurs dans la mesure où toutes les conditions de propagation et d'insertion/extraction de la lumière sont identiques d'un circuit à l'autre. Les structures d'étude des pertes de propagation sont des circuits « enroulés » en forme de spirales, dont la forme permet d'uniformiser l'espace occupé par chaque circuit, ainsi que la distance entre le coupleur d'entrée et le coupleur de sortie. Les structures d'étude des pertes de propagation sont montrées sur la Figure III-12 (a).

Les structures se répartissent en six groupes de sept circuits chacun. La largeur des guides est fixe au sein d'un même groupe mais varie d'un groupe à l'autre entre 250 nm, 300 nm, 350 nm, 400 nm, 500 nm et 600 nm. Cela doit permettre de mesurer l'évolution des pertes de propagation en fonction de la largeur de guide sur une plage relativement grande par rapport aux dimensions des guides utilisés pour le circuit de routage. Sur des lots photoniques antérieurs à mon travail de thèse, seulement trois circuits en spirale avaient été dessinés avec des longueurs de 1 cm, 2 cm et 3 cm avec une unique largeur de guide de 300 nm. Cela ne permettait d'obtenir au plus que trois points de mesure pour estimer les pertes de propagation. De plus, la mesure du plus long circuit n'était parfois pas possible du fait des pertes de propagation relativement élevées, ne laissant alors que deux points de mesures pour calculer les pertes. Dans ce nouveau dessin de masque, chaque groupe se compose d'un circuit droit d'une longueur de 3,3 mm et de six circuits en formes de spirales dont les longueurs de propagation valent 6 mm, 8 mm, 12 mm, 15 mm, 18 mm et 22 mm

(voir Figure III-12 (b)). Les longueurs ont donc été réduites par rapport au lot précédent et le nombre de points de mesures a été doublé.

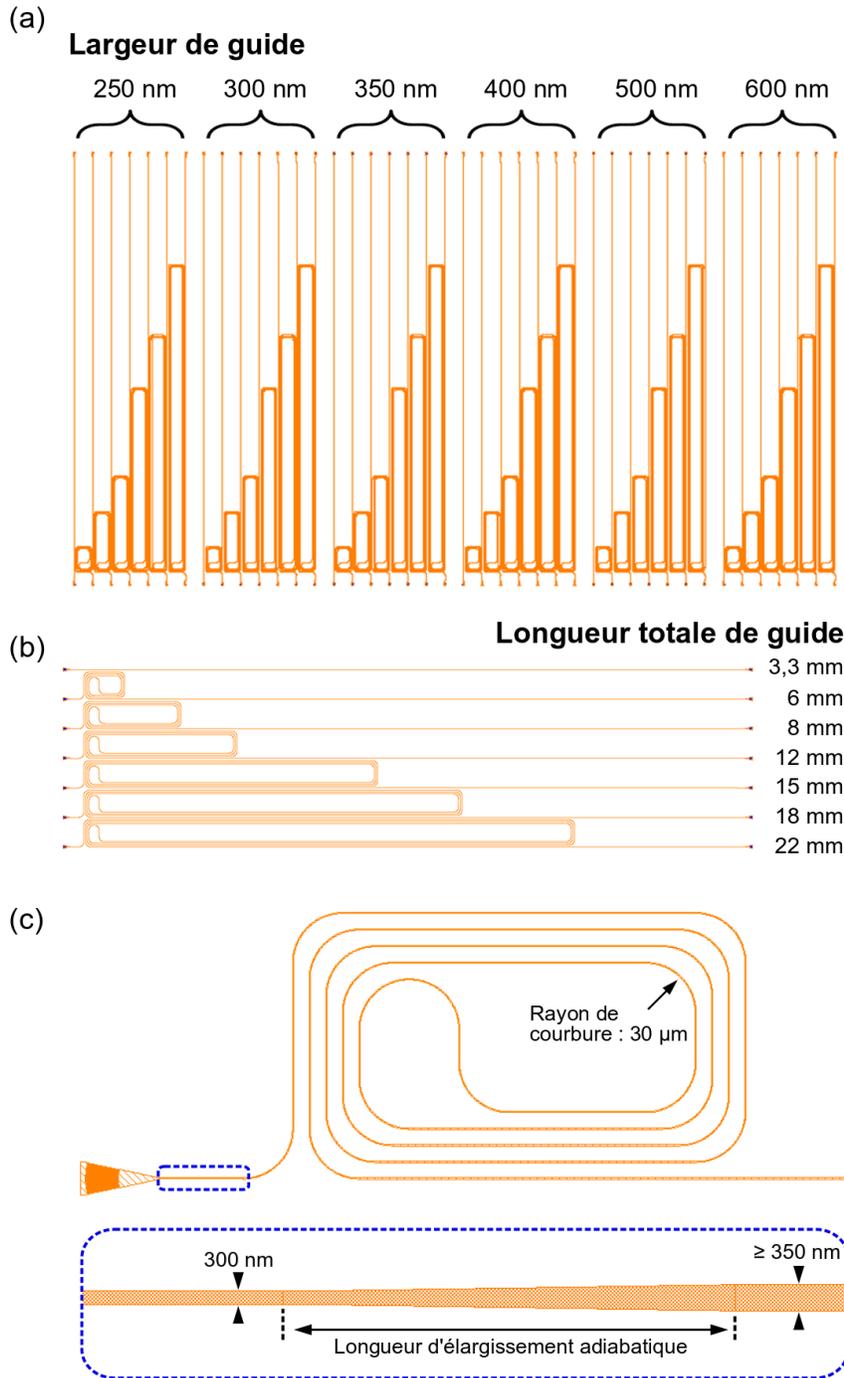


Figure III-12 : (a) Ensemble des structures d'étude des pertes de propagation contenant des circuits en forme de spirales. Six groupes de guides ont été conçus avec des largeurs de guides variables. (b) Gros plan sur un sous-groupe contenant un circuit droit et six circuits en spirales de longueurs variables. (c) Gros plan sur une spirale et un élargissement adiabatique de guide avant le premier virage sur les circuits dont la largeur cible est supérieure ou égale à 350 nm.

Tous les réseaux de couplage utilisés dans ces structures sont identiques et tels que présentés dans la section III.3.2. Tous les circuits comptent exactement quatre spirales et vingt courbures de guides circulaires à  $90^\circ$  avec un rayon de courbure de  $30\ \mu\text{m}$  (voir Figure III-12 (c)). Ainsi, les pertes dues à l'insertion/extraction ainsi qu'aux courbures de guides peuvent être considérées identiques d'un circuit à l'autre et s'annulent pour ne laisser que la longueur effective du circuit comme point de mesure.

Enfin, étant donné que les guides deviennent multimodes lorsque leur largeur dépasse  $300\ \text{nm}$ , il existe un risque de coupler de la puissance optique avec un mode d'ordre supérieur ou radiatif lors de l'insertion dans les circuits. Pour éviter cela, j'ai introduit des élargissements adiabatiques de guides sur les structures où les largeurs de guides sont supérieures ou égales à  $350\ \text{nm}$ , afin de ne conserver la puissance optique que sur le mode fondamental. Ces transitions adiabatiques sont placées entre le réseau de couplage d'entrée et le premier virage. Une optimisation de la longueur est nécessaire pour trouver un équilibre entre la longueur de la transition et la compacité du composant ; cela fait l'objet de la section III.3.5. Les simulations montrées dans la prochaine section valident notamment le choix du rayon de courbure de  $30\ \mu\text{m}$  pour les spirales.

### III.3.4 Guides courbes

J'ai réalisé les courbures de guides pour le circuit de routage selon le modèle sinusoïdal représenté sur la Figure II-10 et par l'équation (II-24). Pour rappel, ce modèle a été identifié comme avantageux par rapport aux arcs de cercles, en dépit de leur compacité amoindrie.

Contrairement à une courbure circulaire, les pertes au franchissement d'une courbure sinusoïdale ne sont pas constantes, mais dépendent du rayon de courbure qui à son tour dépend du chemin  $l$  parcouru sur la sinusoïde. Le développement analytique étant assez complexe, il faudrait employer une méthode de résolution numérique de ces équations. Une autre méthode est de procéder au calcul de pertes en considérant un équivalent circulaire majorant les pertes. Les pertes optiques par courbure de guide ont été calculées à l'aide du solveur de mode FDE, en faisant varier le rayon de courbure entre  $4\ \mu\text{m}$  et  $25\ \mu\text{m}$  ainsi que la largeur du guide d'onde entre  $250\ \text{nm}$  et  $400\ \text{nm}$  par pas de  $50\ \text{nm}$ . Les résultats de simulations sont montrés sur la Figure III-13.

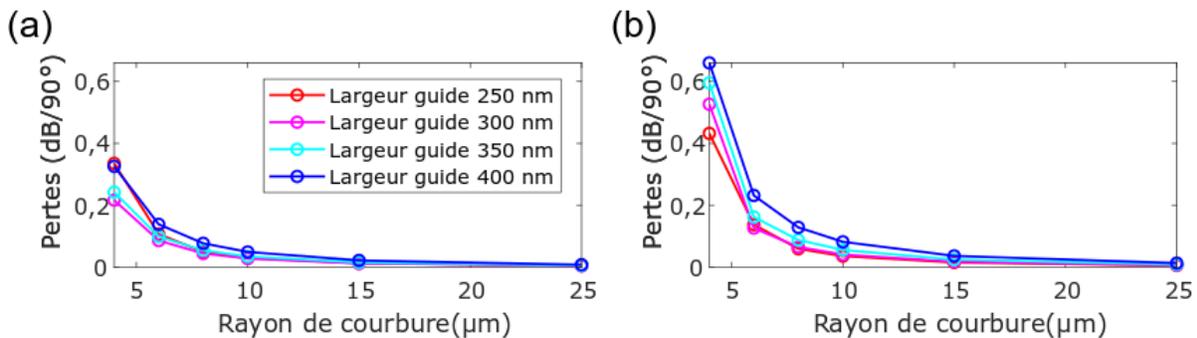


Figure III-13 : Résultat de la simulation des pertes optiques dans des guides courbes en fonction du rayon de courbure, (a) pour la polarisation TE et (b) pour la polarisation TM.

Sur les deux polarisations étudiées, il existe en moyenne deux ordres de grandeur entre les pertes par désaccord de recouvrement et les pertes radiatives. Ces dernières sont très faibles (de l'ordre de  $10^{-3}$  dB/90°). Elles peuvent donc être négligées, ce qui justifie qu'elles ne soient pas représentées sur la Figure III-13. Pour toutes les largeurs simulées, les valeurs de pertes totales forment un plateau à partir d'un rayon de courbure d'environ 15  $\mu\text{m}$ , ce qui représente une surface utile d'environ 1110  $\mu\text{m}^2$  par virage, selon la représentation de la Figure II-10. Pour un rayon de courbure de 25  $\mu\text{m}$ , la surface utile devient 3084  $\mu\text{m}^2$ , soit presque le triple. D'autre part, lorsque le rayon passe de 15  $\mu\text{m}$  à 25  $\mu\text{m}$ , on observe une diminution des pertes de  $-7,8 \cdot 10^{-3}$  dB/90° à 300 nm de large et  $-13,9 \cdot 10^{-3}$  dB/90° à 400 nm de large en polarisation TE. Pour la polarisation TM, cette diminution de perte vaut  $-11,3 \cdot 10^{-3}$  dB/90° à 300 nm de large et  $-23,2 \cdot 10^{-3}$  dB/90° à 400 nm de large. En donnant une marge de sécurité pour anticiper des dégradations de performance dues à la fabrication tout en limitant les pertes de compacité, un rayon de courbure nominal de 20  $\mu\text{m}$  a été choisi pour assurer les virages de guides. Avec ce rayon de courbure, la surface utile vaut environ 1974  $\mu\text{m}^2$ .

De manière générale, les pertes par courbures de guides demeurent relativement faibles. Sur le circuit de routage présenté au prochain chapitre, les virages à 90° sur chaque chemin sont relativement peu nombreux ; une dégradation significative de la performance à cause des courbures n'est donc pas attendue sur le circuit. Les structures d'étude des pertes par courbures de guides sont représentées sur la Figure III-14 (a). Elles consistent en quatre groupes de circuits en forme de trombones et contenant des courbures de différentes tailles sur leur chemin. La largeur des guides varie sur les quatre groupes entre 250 nm et 400 nm par pas de 50 nm. Chaque groupe compte sept circuits de largeurs de guides fixes et contenant un enroulement et une zone d'étude des courbures sinusoïdales (voir Figure III-14 (b)). L'enroulement permet de maintenir une longueur constante de 7,5 mm sur chaque circuit en compensant les écarts de longueurs engendrés par les différentes tailles de courbures. Le premier circuit de chaque groupe ne contient aucune courbure sinusoïdale : il sert de référence par rapport à laquelle les mesures de pertes sur les autres circuits sont normalisées. Les autres circuits contiennent tous 40 virages à 90°, de formes sinusoïdales et dont le rayon de courbure minimal varie entre 4  $\mu\text{m}$  et 25  $\mu\text{m}$ .

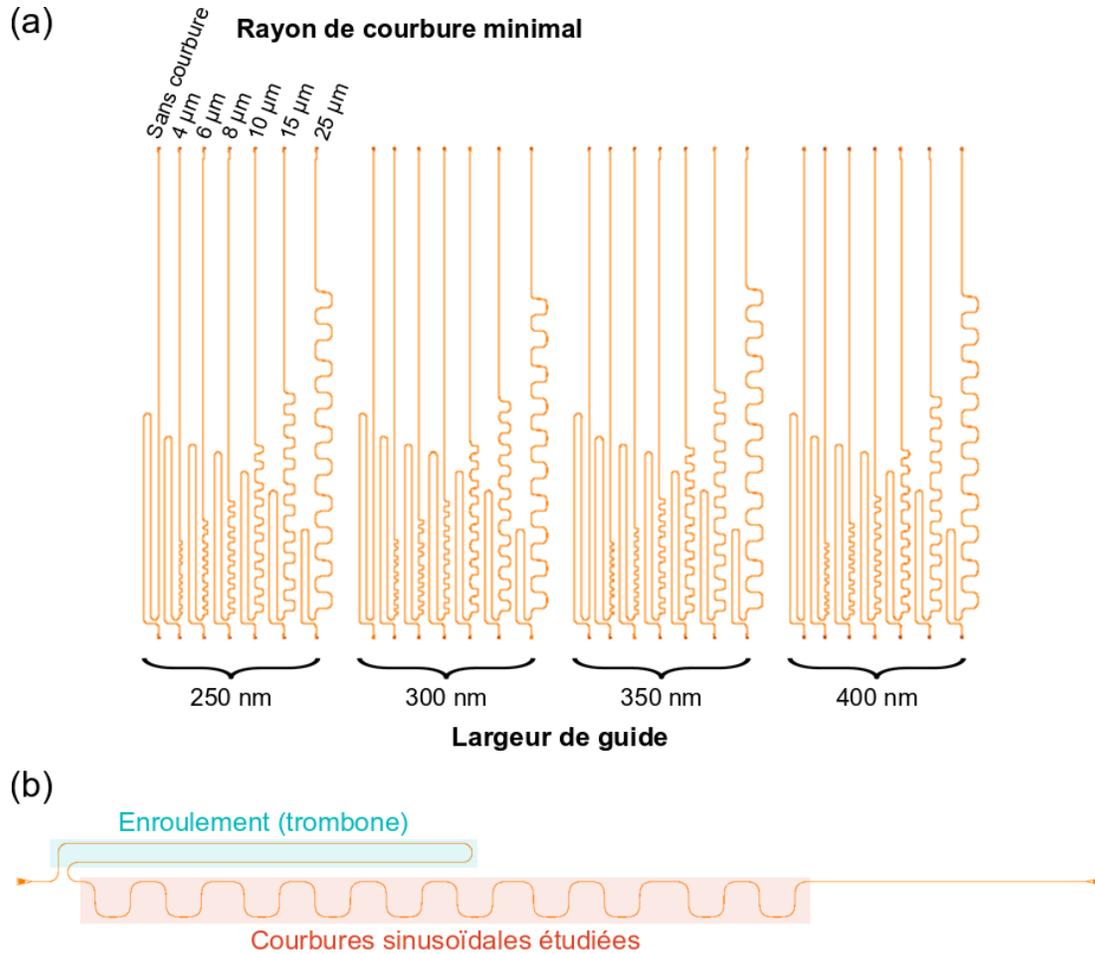


Figure III-14 : (a) Structures d'étude permettant d'étudier les pertes par courbures sinusoïdales de guides d'onde. (b) Gros plan sur un circuit d'étude en mettant en évidence la zone d'enroulement et la zone d'étude des courbures sinusoïdales.

### III.3.5 Transitions adiabatiques de guides

L'utilisation de guides bi-modes dans l'architecture de routage photonique, ainsi que dans certaines structures d'étude, contraint à l'utilisation de transitions adiabatiques de guides afin de ne pas risquer de perturber le mode fondamental et de coupler de la puissance optique sur un mode d'ordre supérieur. L'intensité de la perturbation subie par le mode dépend de l'élargissement  $\Delta l_g$  et de la longueur sur laquelle le guide est élargi. Les pertes résultantes peuvent s'interpréter par un recouvrement imparfait des modes entre une portion de guide et la portion suivante plus large. Il convient donc de chercher la longueur permettant de se rapprocher le plus possible d'un taux de recouvrement de 100%, permettant d'obtenir les pertes les plus faibles. La transition adiabatique de guide a été simulée par la méthode 3D-FDTD selon le schéma de structure de la Figure III-15 (a). Un guide d'une largeur initiale de 300 nm est élargi puis rétréci avec une amplitude d'élargissement variant entre 50 nm et 300 nm et une longueur de transition variant entre 0  $\mu\text{m}$  et 5  $\mu\text{m}$ . Les résultats de simulation sont présentés sur la Figure III-15 (b) et (c).

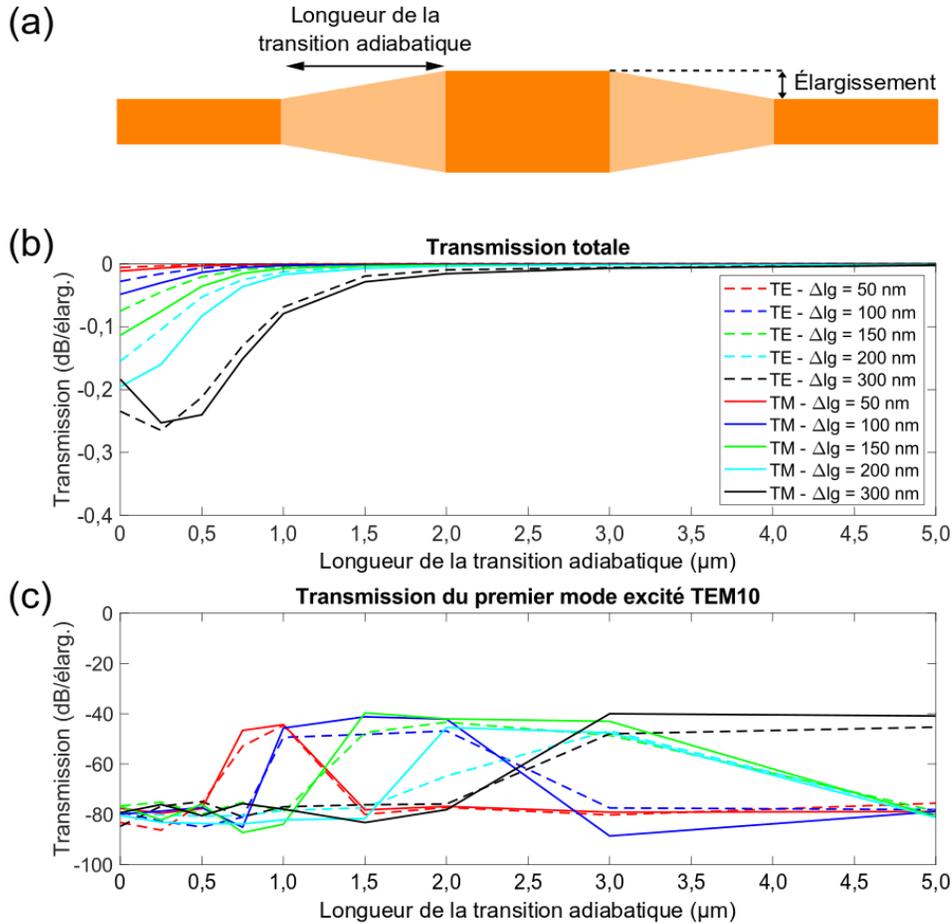


Figure III-15 : (a) Schéma de la structure de transition adiabatique de guide simulée par la méthode 3D-FDTD. (b) et (c) : Résultats de simulation 3D-FDTD de la transmission par élargissement en fonction de la longueur et de l'amplitude de la transition pour (b) la transmission totale et (c) la transmission du premier mode excité. Les deux polarisations TE et TM sont simulées.

La transmission est globalement très bonne pour toutes les longueurs de transition simulées. Elle augmente fortement avec la longueur et atteint rapidement un plateau proche de 0 dB pour des longueurs relativement faibles : environ 0,5 μm pour un élargissement de 50 nm et environ 2 μm pour un élargissement de 300 nm. Quelques-unes des valeurs de transmission simulées sont compilées dans le Tableau III-5.

Tableau III-5 : Transmission simulée par 3D-FDTD au passage d'un élargissement adiabatique de guide pour des élargissements variant de 50 nm, 100 nm et 200 nm ; et des longueurs d'élargissement variant entre 0 μm, 2 μm et 5 μm.

		Longueur d'élargissement (μm)					
		0		2		5	
Amplitude d'élargissement (nm)	50	-0,0087	-0,0143	0,0007	-0,0035	-0,0008	-0,0031
	100	-0,0310	0,0447	0,0012	-0,0021	-0,0007	-0,0021
	200	-0,1512	-0,2339	-0,0033	-0,0119	-0,0013	-0,0089
		TE	TM				

On remarque que la transmission est généralement meilleure pour la polarisation TE que pour la polarisation TM : elle varie parfois jusqu'à un ordre de grandeur. Cela est très probablement dû aux propriétés géométriques des guides pour lesquelles le mode est moins confiné en polarisation TM qu'en polarisation TE, ce qui le rend plus sensible aux transitions du guide. La transmission est cependant très proche de 0 dB (100%) dans tous les cas observés, y compris dans celui où le guide est élargi sans transition adiabatique. Pour une longueur de transition de 5  $\mu\text{m}$ , on obtient des transmissions au-delà de -0,01 dB (environ 99,8%). D'autre part, étant donné que les guides élargis sont bi-modes, il existe une possibilité de coupler de l'énergie optique sur le mode excité si la perturbation est trop forte. Toutefois, on ne constate aucune transmission significative du premier mode excité sur les résultats de simulation présentés sur la Figure III-15 (c) (transmission maximale inférieure à -40 dB). Les disparités relativement importantes sur les données de transmission du mode d'ordre TEM<sub>10</sub> peuvent s'expliquer par des imprécisions numériques dues à des valeurs de transmission très faibles. On peut donc estimer que la perturbation n'est pas assez forte pour coupler une quantité significative de lumière sur le premier mode excité, même avec une transition brutale.

Étant donné la compacité relativement élevée que l'on peut obtenir pour les transitions adiabatiques, j'ai défini une marge de sécurité relativement importante sur leur longueur, dont la valeur nominale a été fixée à 10  $\mu\text{m}$  pour tout le reste de ce travail. J'ai conçu les structures d'étude de transition adiabatique de guides à partir d'un guide droit sur lequel sont placées des successions d'élargissements et de rétrécissements de guides, similaire à la structure schématisée sur la Figure III-15. Ces structures d'étude sont représentées sur la Figure III-16.

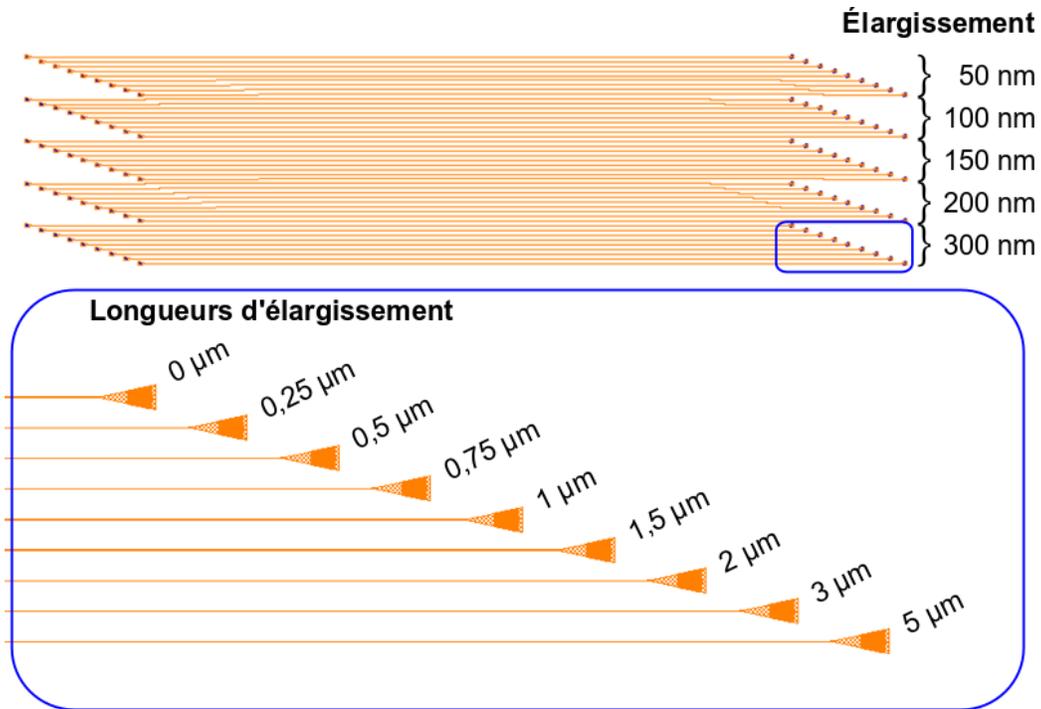


Figure III-16 : Structures d'étude de l'élargissement/rétrécissement de guides d'onde en fonction de la longueur et de l'amplitude d'élargissement.

Les structures sont divisées en cinq groupes de neuf guides d'onde droits élargis et rétrécis successivement 20 fois, avec des longueurs variant entre 0  $\mu\text{m}$  et 5  $\mu\text{m}$  au sein de chaque groupe. Les élargissements  $\Delta l_g$  sont variés sur les cinq groupes en prenant les valeurs 50 nm, 100 nm, 150 nm, 200 nm et 300 nm. Le guide d'injection a une largeur nominale de 300 nm afin d'initier le guidage sur un régime de fonctionnement monomode. Un élargissement suffisamment adiabatique devrait donc permettre d'utiliser les guides d'onde multimodes en régime de fonctionnement monomode. Néanmoins, il peut être intéressant d'étudier le comportement d'un guide multimode par rapport à un guide monomode. Des structures d'étude du guidage multimode ajoutées sur le dessin de masque sont développées en détail dans la section suivante.

### III.3.6 Éléments de photonique inter-niveaux

#### III.3.6.1 Longueur de couplage inter-niveaux

L'introduction d'une seconde couche de guides pour la conception d'une architecture photonique multiniveaux pose la problématique du choix d'un écart inter-niveaux optimal pour limiter les pertes optiques par croisements de guides appartenant à deux niveaux différents tout en maintenant une compacité suffisante. En effet, comme pour un coupleur directionnel classique sur un même plan de guides, augmenter l'écart inter-niveaux provoque une augmentation exponentielle de la longueur de couplage comme montré par l'équation (II-28), ce qui affecte la compacité du circuit. Dans l'autre sens, réduire l'écart inter-niveaux augmente inévitablement la diaphonie de signal entre guides et peut générer des pertes considérables sur un nombre élevé de croisements. Conjointement aux pertes de propagation, les pertes par croisements de guides inter-niveaux représentent un des principaux facteurs limitants du fait de la très grande densité requise pour le circuit. L'écart inter-niveaux doit donc être optimisé en gardant la vision d'un grand nombre de croisements et en ne s'arrêtant pas uniquement aux pertes pour un croisement.

La longueur de couplage d'un coupleur inter-niveaux se calcule de la même manière que pour un coupleur directionnel. Ici, la simulation par la méthode FDE de la section transverse d'un couple de guides est associée avec la théorie des modes couplés pour calculer la longueur de couplage. Le résultat de simulation est montré sur la Figure III-17 en fonction de l'écart-multiniveau pour les polarisations TE et TM.

Les longueurs de couplage sont généralement plus faibles en polarisation TM qu'en polarisation TE, du fait que l'indice effectif est plus faible. Cela vient principalement de la géométrie du guide d'onde qui a initialement été dimensionnée pour favoriser la polarisation TE. La définition finale de l'écart multiniveau est donnée et justifiée plus loin dans cette section.

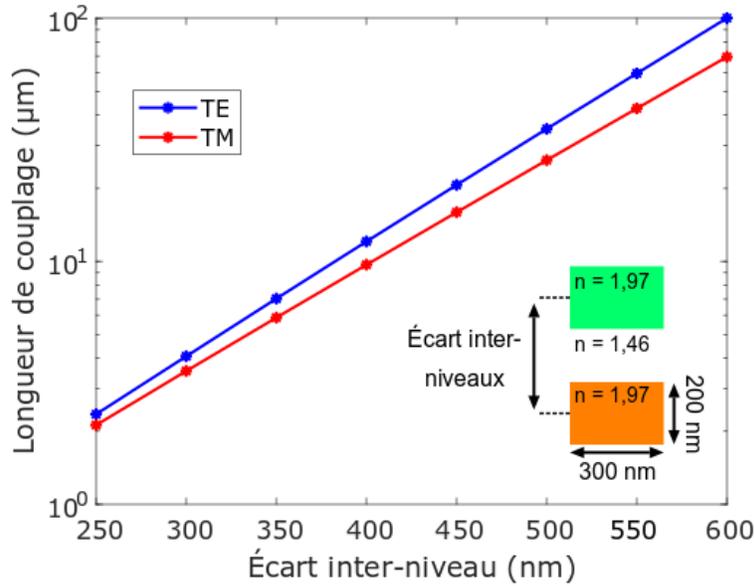


Figure III-17 : Longueur de couplage multiniveau simulée en fonction de l'écart inter-niveaux dans le cas des polarisations TE et TM.

### III.3.6.2 Pertes par croisements inter-niveaux

Les pertes par croisements de guides inter-niveaux sont simulées en utilisant la méthode 3D-FDTD. La structure simulée est représentée sur la Figure III-18 (a) et (b), et les résultats de simulation sur la Figure III-18 (c).

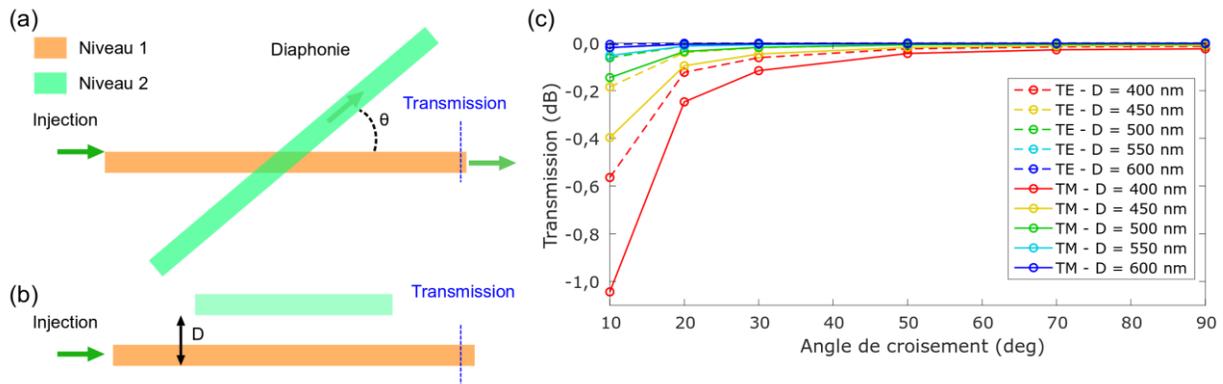


Figure III-18 : Schéma de la structure de simulation des pertes par croisement multiniveaux de guides (a) en vue de dessus et (b) en vue de profil. (c) Résultats de simulations 3D-FDTD de la transmission en fonction de l'angle de croisement et de l'écart inter-guide. Les résultats sont donnés pour la configuration de croisement 400 nm – 400 nm, en polarisations TE et TM.

Le mode est injecté dans le guide sur niveau 1, lequel croise un guide sur le niveau 2, situé à une distance horizontale  $D$  et avec un angle  $\theta$ . Un moniteur est placé à l'autre extrémité du guide d'injection afin de mesurer la transmission après le croisement. Les simulations sont exécutées en faisant varier l'angle de croisement entre  $10^\circ$  et  $90^\circ$  par pas de  $5^\circ$  et la distance inter-niveaux entre 400 nm et 600 nm par pas de 50 nm. Les résultats de simulation montrent une forte dépendance de

la transmission avec l'angle de croisement  $\theta$  et l'écart inter-niveaux  $D$ . La transmission diminue exponentiellement lorsque l'angle de croisement et l'écart inter-niveaux sont réduits. Sur la plage de  $10^\circ$  à  $90^\circ$ , la transmission peut varier jusqu'à environ deux ordres de grandeur pour le plus faible écart inter-niveaux simulé. Dans le Tableau III-6 sont compilées les valeurs de pertes par croisements aux angles extrêmes, pour la configuration de croisement 400 nm – 400 nm et pour des écarts inter-niveaux variant entre 500 nm et 600 nm.

Tableau III-6 : Résultats de simulation de la transmission à travers un croisement inter-niveau pour des angles de croisements de  $10^\circ$  et  $90^\circ$  et avec des écarts inter-niveaux de 500 nm, 550 nm et 600 nm. La configuration de croisement montrée ici est 400 nm – 400 nm.

		Écart inter-niveaux (nm)					
		500 nm		550 nm		600 nm	
Angle	10°	-0,0602	-0,1361	-0,0203	-0,0499	-0,0071	-0,0187
	90°	-0,0016	-0,0050	-0,0006	-0,0026	-0,0004	-0,0018
		TE	TM				

Du point de vue de la transmission, la meilleure solution est évidemment l'écart inter-niveau de 600 nm. Selon les valeurs du Tableau III-6, 1000 croisements à  $90^\circ$  avec cet écart inter-niveau résulteraient en une transmission d'environ  $-1,8$  dB en polarisation TM et  $-0,4$  dB en polarisation TE. Cela représente un niveau de pertes relativement faible étant donné la densité du circuit et la quantité de croisements. Cependant, selon les simulations montrées sur la Figure III-17, l'écart de 600 nm donnerait une longueur de couplage d'environ 100  $\mu\text{m}$  pour la polarisation TE et 70  $\mu\text{m}$  pour la polarisation TM. Étant donné que la surface globale occupée par le circuit de routage dépend fortement de la longueur des coupleurs inter-niveaux, il est important de limiter l'espacement inter-guide. Les détails techniques sur l'architecture de routage donnés au prochain chapitre permettront de justifier qu'une longueur maximale de 60  $\mu\text{m}$  est souhaitable pour le coupleur inter-niveaux afin de non seulement permettre que le circuit de routage rentre dans la surface de puce permise, mais aussi pour ne pas disproportionner la surface occupée par le circuit de routage par rapport à celle occupée par le projecteur. Une longueur de couplage de 60  $\mu\text{m}$  limite l'écart inter-niveaux à 550 nm pour la polarisation TE et 585 nm pour la polarisation TM.

Un écart inter-niveau de 500 nm permet d'augmenter la compacité du circuit en réduisant la longueur de couplage à environ 35  $\mu\text{m}$  pour le mode TE et 26  $\mu\text{m}$  pour le mode TM. Cependant, les pertes obtenues sur 1000 croisements à  $90^\circ$  augmenteraient à  $-1,6$  dB pour la polarisation TE et  $-5,0$  dB pour la polarisation TM, ce qui pourrait causer des pertes excessives sur un nombre plus élevé de croisements. Un écart inter-niveaux de 550 nm pour la polarisation TE est donc un compromis intéressant, permettant de limiter les pertes par croisements à  $90^\circ$  à  $-0,6$  dB/1000 croisements pour la polarisation TE et  $-3,8$  dB/1000 croisements pour la polarisation TM. Du point de vue de la fabrication, deux groupes de plaques ont ainsi dû être prévues avec des espacements différents entre les deux niveaux de guides pour pouvoir s'adapter aux deux polarisations sans changer la longueur du coupleur inter-niveau. Cela a conduit à une subdivision du lot père en deux lots fils que je nomme « lot TE » et « lot TM ».

Afin d'étudier expérimentalement les pertes par croisements multiniveaux, des structures d'étude ont été dessinées sur le masque ; elles sont présentées sur la Figure III-19.

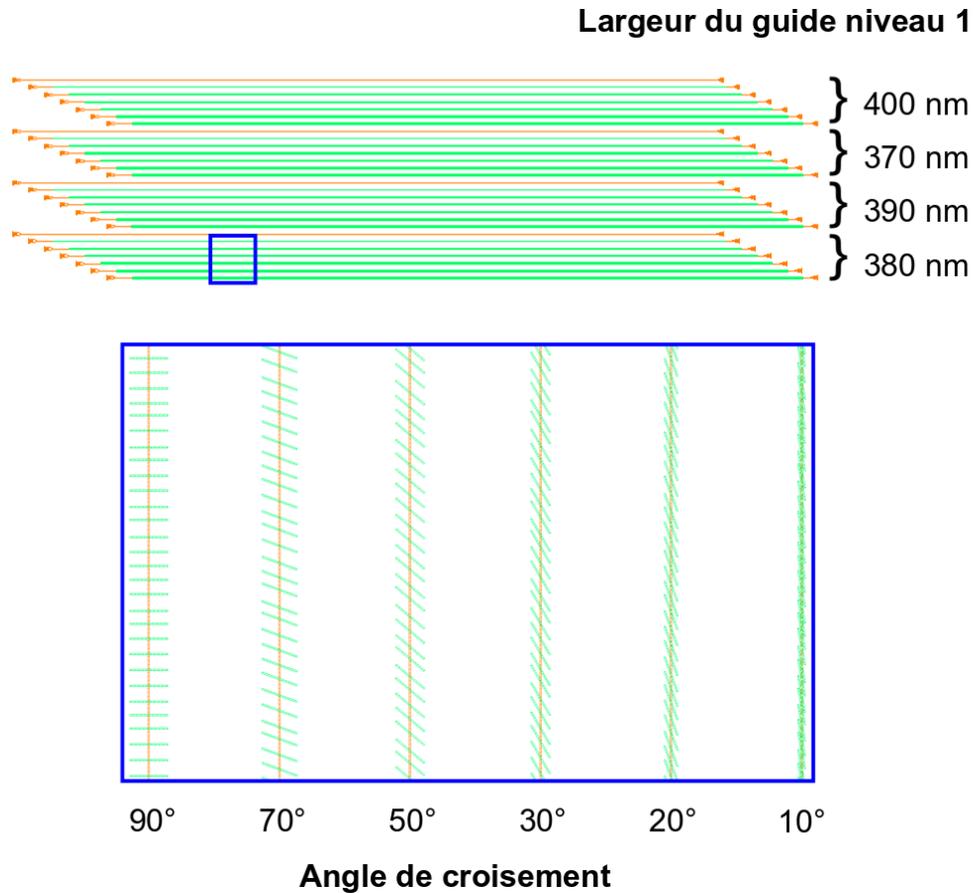


Figure III-19 : Structures d'étude des pertes par croisements multiniveaux de guides en fonction de l'angle de croisement et de la largeur des guides croisés.

Les structures se composent de guides d'onde droits sur le niveau 1 sur la course desquels se trouvent des portions de guides d'onde sur le niveau 2 avec un angle défini selon les annotations de la Figure III-19. Un espacement aléatoire entre les portions de guides a été défini afin d'éviter des réflexions parasites dues à des effets diffractifs. Suivant le groupe de circuits considéré, la largeur du guide varie entre 400 nm et 370 nm. Sur le niveau 2, la largeur de la portion de guide est constamment maintenue à 400 nm. En tout, trois blocs de circuits ont été dessinés avec différentes longueurs et un nombre différent de croisements. Le bloc représenté sur la Figure III-19 compte 800 croisements, deux autres blocs de circuits non représentés ici comptent respectivement 1600 et 2800 croisements. Ces blocs ont été rajoutés dans le cas où de trop faibles pertes par croisement empêcheraient une mesure concluante sur le bloc comptant 800 croisements.

Dans les trois sous-sections qui suivent, j'expose des structures différentes de coupleurs inter-niveaux insérés sur le dessin de masque parmi les structures d'étude.

### III.3.6.3 Superpositions simples de guides

Des motifs d'étude du couplage inter-niveaux par simple recouvrement de guides d'ondes sont montrés sur la Figure III-20.

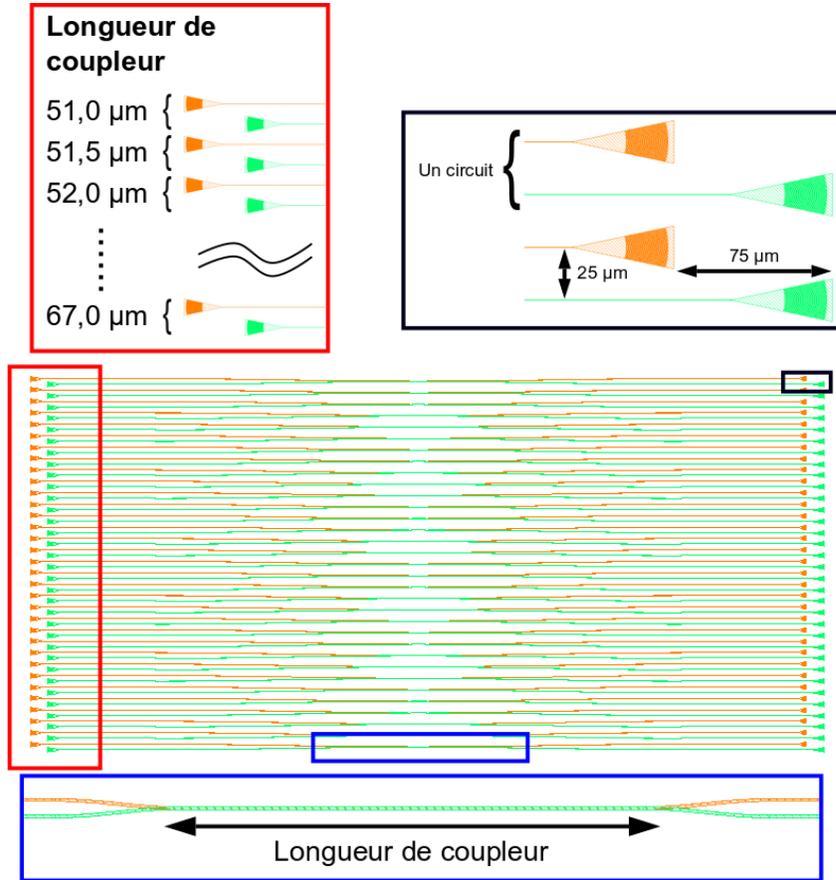


Figure III-20 : Structures d'étude du couplage multiniveau par superposition simple de guides, en fonction de la longueur du coupleur.

Les structures comprennent 33 coupleurs multiniveaux avec des longueurs de rapprochement variant entre 51  $\mu\text{m}$  et 67  $\mu\text{m}$  par pas de 0,5  $\mu\text{m}$ . Chaque coupleur multiniveau est composé de deux entrées et de deux sorties espacées latéralement de 25  $\mu\text{m}$  et longitudinalement de 75  $\mu\text{m}$  afin de faciliter les caractérisations optiques. Pour éviter une perturbation d'indice trop brutale, les guides formant le coupleur sont rapprochés de manière adiabatique à l'aide de courbures en « S » d'amplitude  $L_y = 1 \mu\text{m}$  et de longueur  $L_x = 15 \mu\text{m}$ . De même que pour les virages de guides à 90°, les courbures en « S » sont définies par un modèle sinusoïdal selon l'équation suivante :

$$y = L_y \cos^2 \left( \frac{\pi}{2L_x} x \right) \quad (\text{III-8})$$

Le recouvrement adiabatique des guides d'ondes peut contribuer à une légère augmentation de la longueur de couplage par rapport à ce qui a pu être déterminé semi-analytiquement. Ce décalage, normalement identique d'un circuit à l'autre, devra être pris en compte lors du traitement des résultats.

### III.3.6.4 Coupleurs en pointes

Les motifs par recouvrement simple de guides d'onde permettent de vérifier la longueur de couplage multiniveau pour l'écart multiniveau choisi. En revanche, ils ne sont pas utilisés tels quels dans le démonstrateur du fait de leur compacité relativement limitée. En effet, la nécessité d'éloigner suffisamment les guides l'un de l'autre pour empêcher le phénomène de couplage implique nécessairement une perte de surface utile et donc une perte de densité. Pour le démonstrateur, un alignement des guides d'onde selon un même axe de propagation est donc préférable.

Afin d'éviter une transition d'indice trop brutale pouvant causer des pertes optiques, j'ai dessiné des « pointes » sur les extrémités des guides composant le coupleur inter-niveaux. Ces pointes, représentées sur la Figure III-21 (a), sont des modulations adiabatiques de la largeur des guides permettant d'éviter une transition d'indice brutale à l'approche du coupleur inter-niveaux. À l'aide de la méthode 3D-FDTD, j'ai simulé le couplage multiniveau entre deux guides en pointes en fonction de la longueur de propagation le long du coupleur, ainsi que des dimensions (longueur, largeur) des pointes. Les pointes doivent être définies de manière à maximiser le signal couplé tout en ne dépassant pas une longueur de couplage maximale de 60  $\mu\text{m}$ . Les résultats de la simulation sont montrés sur la Figure III-21 (b).

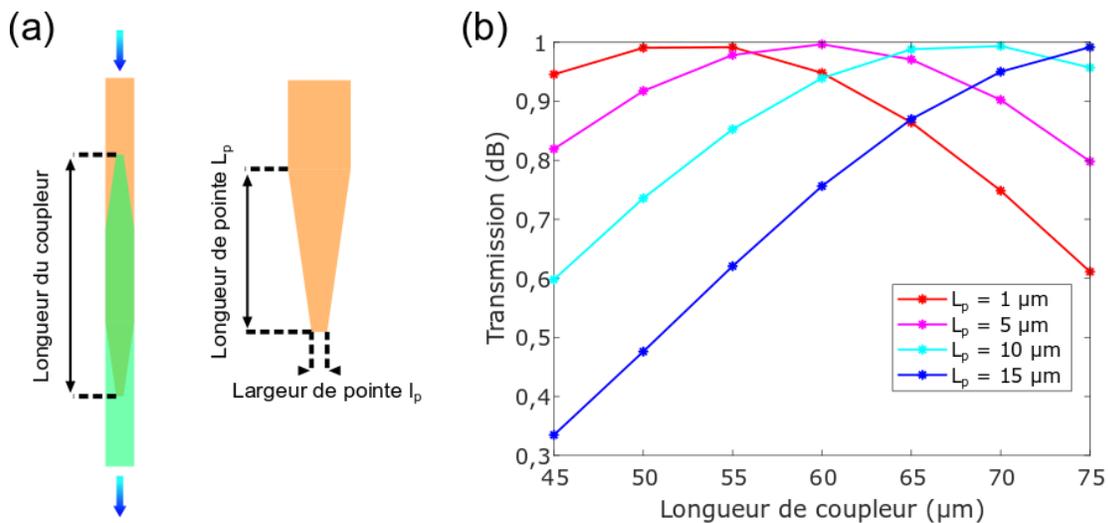


Figure III-21 : (a) Illustration d'un coupleur multiniveau avec des extrémités en pointes. (b) Résultat de simulation 3D-FDTD du couplage multiniveau en fonction de la longueur de rapprochement des guides ainsi que de la longueur des extrémités de guides (largeur de pointes fixée à 150 nm).

La longueur de couplage dépend fortement de la longueur de pointe  $L_p$ . Pour la largeur de pointe  $l_p$  et l'écart inter-guide considérés, la longueur de couplage peut varier sur une plage de plus de 25  $\mu\text{m}$  pour des longueurs de pointe entre 1  $\mu\text{m}$  et 15  $\mu\text{m}$ . Un optimum est trouvé pour  $L_p = 5 \mu\text{m}$  et  $l_p = 150 \text{ nm}$ , ce qui donne une transmission d'environ  $-0,015 \text{ dB}$  ( $\approx 99,66 \%$ ) au passage du coupleur. Malheureusement, étant limités à une résolution de 250 nm sur le masque de photolithographie, la largeur de pointe optimale de 150 nm n'a pas pu être reproduite sur le dessin du masque. Les structures d'étude montrées sur la Figure III-22 contiennent donc des pointes dont la largeur minimale est limitée à 250 nm.

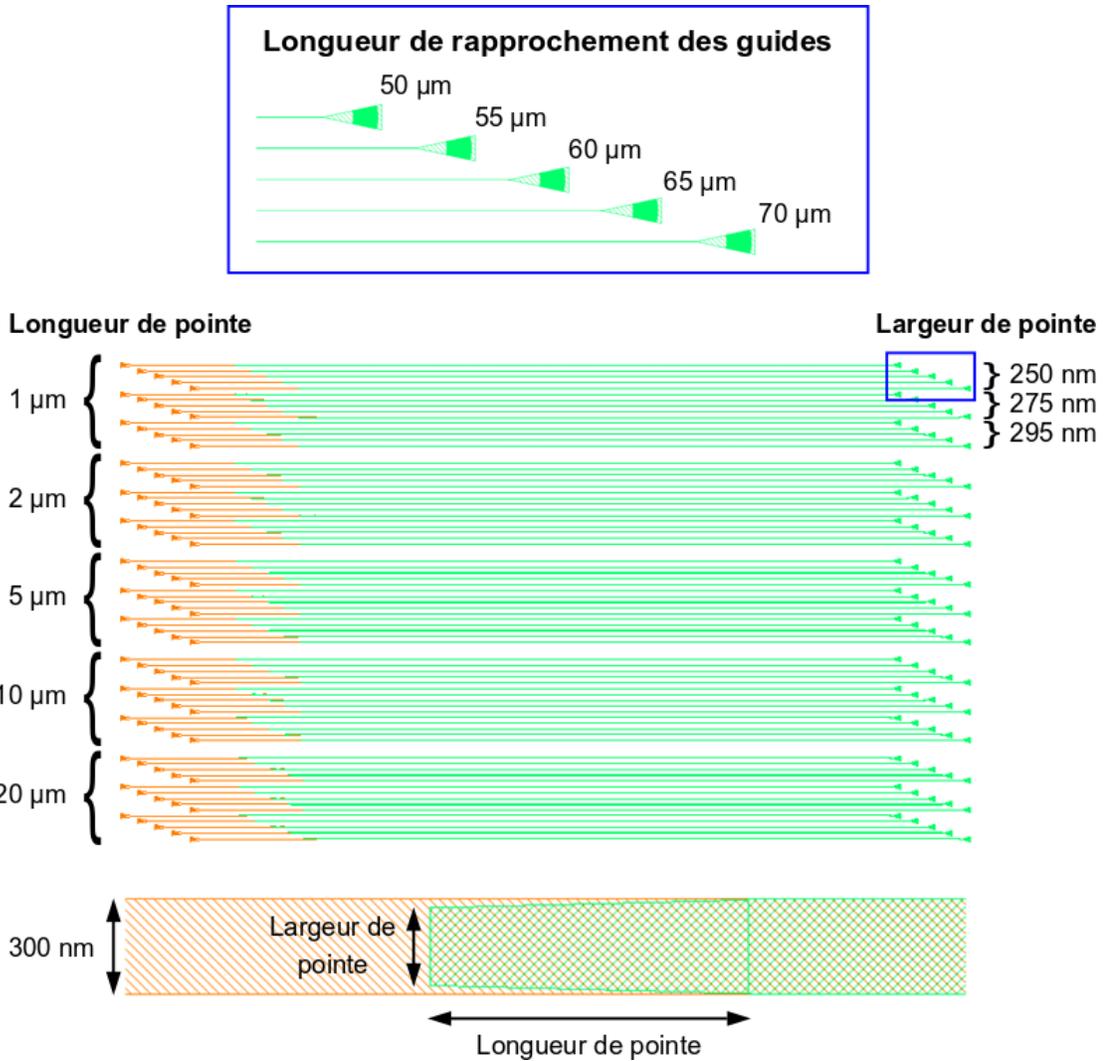


Figure III-22 : Structures d'étude du couplage multiniveau en fonction de la longueur de rapprochement des guides et des paramètres de pointe.

Les structures d'étude du couplage inter-niveaux sont réparties en cinq blocs de trois sous-groupes chacun sur lesquels la longueur de pointe varie entre  $1\ \mu\text{m}$  et  $20\ \mu\text{m}$ , et la largeur de pointe varie entre  $250\ \text{nm}$  et  $295\ \text{nm}$ . Chaque sous-groupe à largeur de pointe constante se compose de cinq coupleurs inter-niveaux sur lesquels la longueur de coupleur est balayée entre  $50\ \mu\text{m}$  et  $70\ \mu\text{m}$  par pas de  $5\ \mu\text{m}$  afin de mesurer la longueur de couplage.

Le redimensionnement de la largeur des pointes a dû être fait à une étape relativement tardive de la conception du circuit photonique. L'élargissement des pointes de  $150\ \text{nm}$  à  $250\ \text{nm}$  s'accompagne d'une légère variation de la longueur de couplage. Il faudra en tenir compte lors des caractérisations. Cependant, la chute de transmission occasionnée pour le coupleur est relativement modérée : de  $99,66\ \%$  à  $99,2\ \%$  en polarisation TM et  $98,8\ \%$  en polarisation TE.

### III.3.6.5 Structures de contrôle d'alignement des niveaux

Idéalement, deux niveaux de guides d'onde fabriqués sur un substrat seraient parfaitement superposés l'un avec l'autre. Néanmoins, des imperfections liées au procédé de fabrication peuvent provoquer des désalignements sur le circuit réel, ce qui peut aussi affecter la transmission du coupleur inter-niveau. Au CEA-Leti, les incertitudes d'alignement entre deux niveaux de guides fabriqués par photolithographie et gravure sont de l'ordre de  $\pm 10$  nm. La transmission du coupleur a été simulée par la méthode FDE en fonction du désalignement latéral, avec une amplitude de désalignement choisie délibérément grande. À chaque itération, la longueur de couplage est maintenue à une valeur constante de  $60 \mu\text{m}$  et le taux de couplage est calculé à partir de la TMC présentée dans la section II.2.1. La Figure III-23 (a) montre un schéma de la coupe de guides désalignés simulée par la méthode FDE, et la Figure III-23 (b) montre les résultats de simulations pour les polarisations TE et TM, avec leurs écarts inter-niveaux respectifs de 550 nm et 585 nm.

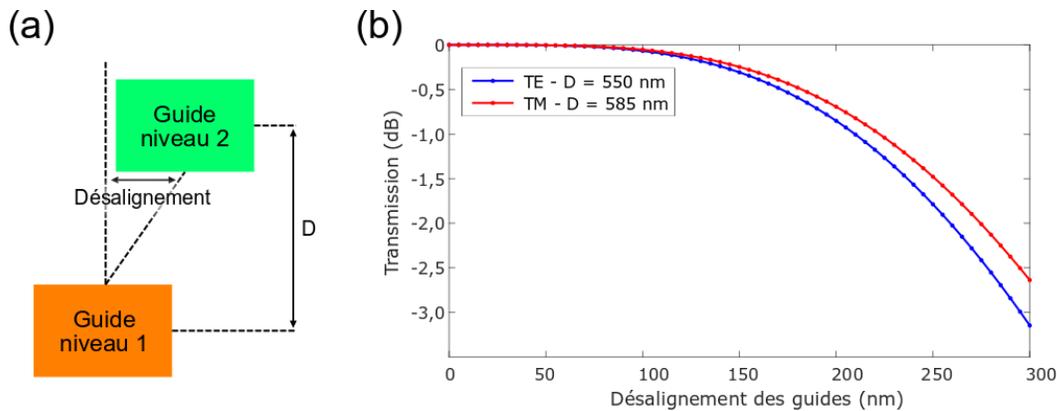


Figure III-23 : Simulation FDE du taux de couplage d'un coupleur multiniveau désaligné en fonction du désalignement latéral. La longueur de couplage est maintenue constante à  $60 \mu\text{m}$ .

La simulation du coupleur désaligné montre une excellente robustesse sur une plage de désalignement relativement large. La transmission se maintient au-delà de  $-5,8 \cdot 10^{-6}$  dB ( $\approx 99,9998$  %) sur un intervalle de désalignement de  $\pm 10$  nm et au-delà de  $-4,5 \cdot 10^{-3}$  dB ( $\approx 99,9990$  %). À moins que le désalignement inter-niveaux soit excessif, une dégradation significative de la performance due aux imprécisions d'alignement n'est pas à prévoir. Cependant, afin de garder un point de contrôle sur l'alignement entre les deux niveaux de guides, j'ai dessiné sur le masque des groupes de coupleurs inter-niveaux avec un désalignement contrôlé (voir Figure III-24). Ces coupleurs sont orientés selon les deux axes de la surface de l'échantillon.

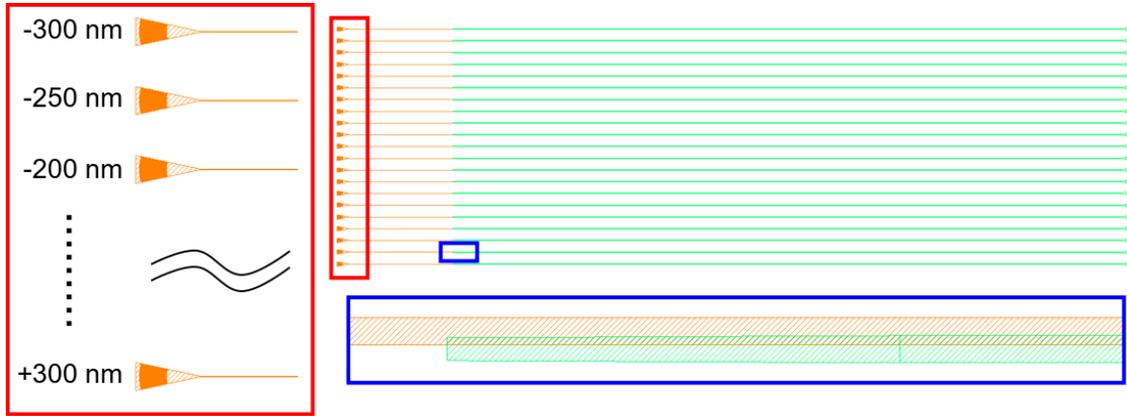


Figure III-24 : Structures d'étude permettant de contrôler un éventuel désalignement des deux niveaux de guides d'onde.

Si l'alignement des niveaux est optimal, un maximum d'intensité doit être mesuré sur le circuit ayant un désalignement défini à 0 nm. Dans le cas contraire, le désalignement des niveaux pourra être estimé à partir du circuit sur lequel est mesuré le maximum de transmission.

### III.3.7 Coupleurs à interférences multimodes

Pour chaque source lumineuse, le circuit de routage doit assurer l'adressage de plusieurs points d'émission (PE). Il faut donc que plusieurs guides d'onde sur le projecteur soient alimentés par un même guide de départ. Cela implique de réaliser des ramifications de guides d'onde en contrôlant le ratio de puissance lumineuse. Idéalement, un ratio de division équilibré est souhaitable afin de limiter les disparités de puissance au niveau du projecteur.

Les coupleurs par interférences multimodes (MMIs) sont des composants compacts et robustes à la polarisation, permettant de diviser la lumière de manière équilibrée et avec de faibles pertes. Chaque MMI se compose d'un bloc central de forme rectangulaire, d'un guide d'entrée et de deux guides de sortie disposés symétriquement de part et d'autre de l'axe longitudinal du guide d'entrée. À l'approche du bloc central, le guide d'entrée est élargi de manière adiabatique de 300 nm à 470 nm sur une longueur de 10  $\mu\text{m}$  afin de réduire la perturbation d'indice au passage dans le bloc central. Il en est de même pour le rétrécissement des guides de sortie après le passage du bloc central du MMI.

Au cours de son travail de thèse, Basile Meynard a optimisé ces composants semi-analytiquement et par simulations numériques, puis les a caractérisés sur des précédentes générations de circuits photoniques [15] fabriquées avec un nitrure de silicium d'indice 2,03 à 532 nm de longueur d'onde. Le bloc central a été défini avec une largeur de 1,4  $\mu\text{m}$  et une longueur de 3,6  $\mu\text{m}$ . Les équations (III-9) à (III-11) [16] ont été utilisées comme amorce pour l'optimisation par simulations numériques :

$$l_{ge} = l_{gM} + \left(\frac{\lambda_0}{\pi}\right) \left(\frac{n_{sub}}{n_{gd}}\right)^u \frac{1}{\sqrt{n_{gd}^2 - n_{sub}^2}} \quad (\text{III-9})$$

$$L_{\pi} \approx \frac{4n_{gd}l_{ge}^2}{3\lambda_0} \quad (\text{III-10})$$

$$L_{\min} \approx \frac{p}{N} \left( \frac{3L_{\pi}}{4} \right) \quad (\text{III-11})$$

Où  $l_{ge}$  est la largeur effective du mode fondamental dans le bloc central du MMI (sachant que de nombreux modes sont supportés par la structure). Le paramètre  $\nu$  vaut 0 pour la polarisation TE et 2 pour la polarisation TM. Le terme  $L_{\pi}$  correspond à la longueur de battement des deux modes d'ordre le plus bas et  $L_{\min}$  correspond à la longueur minimale du MMI. Les termes  $p$  et  $N$  représentent respectivement l'ordre du mode et le nombre de bras de sortie du MMI. Dans le cas présenté ici, on souhaite coupler le mode d'ordre 1 dans les deux bras de sortie du MMI, symétriques par rapport au bras d'entrée ; cela implique que  $p = 1$  et  $N = 2$ . Pour les lots de circuits conçus par B. Meynard, la résolution des équations (III-9) à (III-11) avait donné  $L_{\min} \approx 4,4 \mu\text{m}$  pour un SiN d'indice 2,03. Néanmoins, les simulations numériques par la méthode FDTD avaient indiqué une longueur de MMI optimale de  $3,6 \mu\text{m}$ .

Le SiN utilisé pour ce nouveau lot de circuits a nécessité un réajustement des dimensions du MMI à cause de l'indice de réfraction différent. Les équations analytiques indiquent qu'une baisse de l'indice de réfraction du guide s'accompagne aussi d'une diminution de la taille optimale du MMI. En utilisant le même modèle de construction, le bloc central rectangulaire est maintenu à sa largeur fixe de  $1,4 \mu\text{m}$  et à une longueur initiale de  $3,6 \mu\text{m}$ . L'amplitude et l'élargissement des guides de connexion à l'entrée et à la sortie du MMI ne sont pas modifiées. Ici, les deux paramètres réajustés par simulations FDTD sont d'une part la longueur du bloc central du MMI, d'autre part l'écart entre les deux guides de sortie. En effet, pour des raisons de confinement de mode, et conformément à l'équation (III-9), plus l'indice du guide est faible, plus la largeur effective du mode dans le MMI est grande. Cela implique qu'il faut éloigner les deux bras de sortie. La valeur initiale d'écart inter-sorties est prise à  $740 \text{ nm}$  centre-à-centre, qui est aussi la valeur optimale définie pour  $n_{\text{SiN}} = 2,03$  à  $\lambda = 532 \text{ nm}$ . La structure simulée est montrée sur la Figure III-25 (a) conjointement aux résultats de simulation sur la Figure III-25 (b) et Figure III-25 (c).

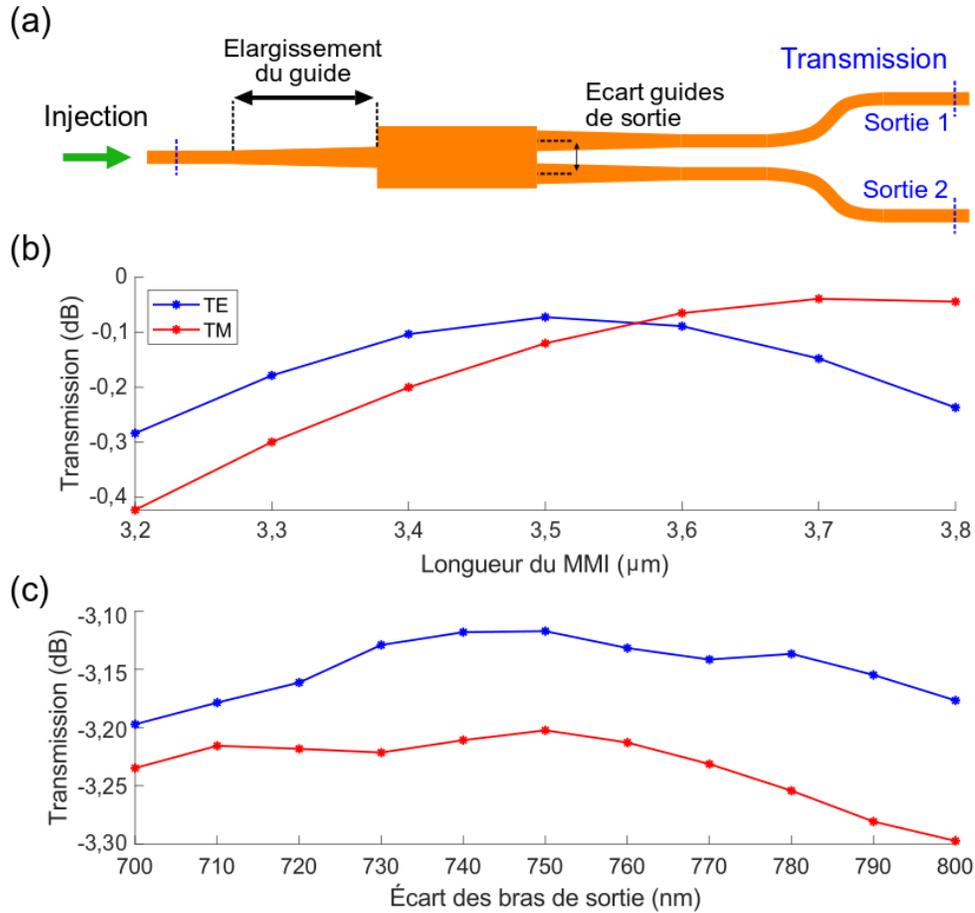


Figure III-25 : (a) Structure de simulation du MMI. (a) et (b) : Résultats de simulation de la transmission dans l'un des bras de sortie en fonction (b) de la longueur du MMI et (c) de l'écart entre les bras de sortie.

La transmission optimale est obtenue pour une longueur de MMI de  $3,4 \mu\text{m}$ . Ce résultat est cohérent avec la prédiction analytique de réduction de la taille du MMI avec la diminution de l'indice de réfraction du guide. Concernant l'écart entre les deux bras de sortie, une transmission optimale est obtenue pour un écart inter-sorties de  $750 \text{ nm}$ . Cette valeur est légèrement plus grande que les MMI antérieurs, ce qui une nouvelle fois confirme les tendances prédites par l'approche analytique. Toutefois, une chute de transmission en polarisation TM est constatée par rapport à la polarisation TE. Ce résultat n'est pas surprenant dans la mesure où le MMI a initialement été conçu pour la polarisation TE. Au moment du dessin du masque, une simulation faite avec un maillage moins précis indiquait un maximum atteint pour un écart de  $760 \text{ nm}$ , ce qui a été retenu sur le dessin du masque. La perte de transmission n'est cependant pas excessive entre ces deux valeurs : environ  $-0,1 \text{ dB}$  pour les deux polarisations.

## Conclusion du chapitre III

Dans ce chapitre, une recherche de densification a été dans un premier temps présentée, laquelle a conduit à définir une distribution dense de guides à partir de la répétition d'une cellule de quatre guides d'onde comptant quatre constantes de propagation différentes. Les quatre guides sont espacés de 1  $\mu\text{m}$  centre-à-centre et ont des largeurs respectives de 400 nm, 370 nm, 390 nm et 380 nm. Cette configuration permet de réduire la diaphonie de signal maximale entre les guides à -15 dB en polarisation TM et -42 dB en polarisation TE, tout en limitant les écarts de puissances dues aux pertes de propagation. Une marge de sécurité a été prise afin d'anticiper d'éventuels aléas de fabrication pouvant potentiellement augmenter la diaphonie de signal. Néanmoins, les structures d'étude du couplage  $\Delta\beta$ , ainsi que les structures relatives au démonstrateur, permettront d'investiguer les possibilités de densification avec la configuration choisie à travers de l'étude de la diaphonie de signal en fonction de l'écart inter-guide.

Dans un second temps, les éléments photoniques clefs pour la conception du circuit photonique ont été identifiés et optimisés par le biais de simulations numériques. Parmi ces briques de base, nous retrouvons les réseaux de couplage, les transitions adiabatiques de guides, les courbures de guides et les coupleurs à interférences multimodes (MMI) permettant d'effectuer des divisions de guides avec une répartition contrôlée de la puissance optique dans les guides de sortie. Ces briques de composants ont fait l'objet de structures d'étude expérimentale sur le dessin du masque de photolithographie, en périphérie du démonstrateur qui sera présenté au chapitre suivant. Outre les composants de base, des structures d'étude en spirales permettant de mesurer les pertes de propagation ont été dessinées sur le masque. Celles-ci sont de grande importance pour l'estimation globale de la performance du circuit.

Les structures d'étude à prioriser lors du travail expérimental de cette thèse sont les circuits en spirales, les courbures sinusoïdales, les coupleurs  $\Delta\beta$  et les composants inter-niveaux (coupleurs inter-niveaux, pertes par croisements). Les transitions adiabatiques sont également d'une grande importance car ils conditionnent le fonctionnement monomode du circuit malgré l'utilisation de guides multimodes. Une attention particulière devra être portée à ces composants.

Dans le chapitre suivant, tous les éléments optimisés et étudiés jusqu'ici sont assemblés pour former le démonstrateur, lequel se compose du projecteur rétinien mis au point d'après les résultats de Fabian Rainouard [17], ainsi que de l'architecture de routage faisant l'objet de ma problématique de thèse. Je présenterai la construction du circuit de routage ainsi qu'une estimation globale de ses performances et de sa robustesse devant des aléas de fabrication.

## Références

- [1] M. Colard, « Études des éléments d'interfaçage pour l'activation d'hologrammes pixelisés, applications à la projection rétinienne », phdthesis, Université de Haute Alsace - Mulhouse, 2022. Consulté le: 16 mai 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://theses.hal.science/tel-04092974>
- [2] « Photonics Simulation Software | Ansys Lumerical ». Consulté le: 3 octobre 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.ansys.com/products/photonics>
- [3] Z. Zhu et T. G. Brown, « Full-vectorial finite-difference analysis of microstructured optical fibers », *Opt. Express, OE*, vol. 10, n° 17, p. 853-864, août 2002, doi: 10.1364/OE.10.000853.
- [4] « MODE - Finite Difference Eigenmode (FDE) solver introduction », Ansys Optics. Consulté le: 24 juillet 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://optics.ansys.com/hc/en-us/articles/360034917233-MODE-Finite-Difference-Eigenmode-FDE-solver-introduction>
- [5] Z. Zhu et T. G. Brown, « Full-vectorial finite-difference analysis of microstructured optical fibers », *Opt. Express, OE*, vol. 10, n° 17, p. 853-864, août 2002, doi: 10.1364/OE.10.000853.
- [6] « Solving bent waveguides in FDE and FEEM », Ansys Optics. Consulté le: 24 juillet 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://optics.ansys.com/hc/en-us/articles/360034917253-Solving-bent-waveguides-in-FDE-and-FEEM>
- [7] Y. Liu, J. Wang, et J. Liu, « Accelerating the simulation of Finite Difference Time Domain (FDTD) with GPU », in *2021 IEEE International Joint EMC/SI/PI and EMC Europe Symposium*, juill. 2021, p. 707-711. doi: 10.1109/EMC/SI/PI/EMCEurope52599.2021.9559260.
- [8] Q. Li, G. Moille, H. Taheri, A. Adibi, et K. Srinivasan, « Improved coupled-mode theory for high-index-contrast photonic platforms », *Phys. Rev. A*, vol. 102, n° 6, p. 063506, déc. 2020, doi: 10.1103/PhysRevA.102.063506.
- [9] W. Song *et al.*, « High-density waveguide superlattices with low crosstalk », *Nat. Commun.*, vol. 6, p. 7027, mai 2015, doi: 10.1038/ncomms8027.
- [10] F. P. Payne et J. P. R. Lacey, « A theoretical analysis of scattering loss from planar optical waveguides », *Opt Quant Electron*, vol. 26, n° 10, p. 977-986, oct. 1994, doi: 10.1007/BF00708339.
- [11] M. Wang, X. Quan, Y. Li, M. Liu, et X. Cheng, « A fiber-to-waveguide edge coupler assisted by silicon-nitride waveguide with large fabrication tolerance », in *Seventh Symposium on Novel Photoelectronic Detection Technology and Applications*, SPIE, mars 2021, p. 1974-1979. doi: 10.1117/12.2587450.
- [12] M. Papes *et al.*, « Fiber-chip edge coupler with large mode size for silicon photonic wire waveguides », *Opt. Express, OE*, vol. 24, n° 5, p. 5026-5038, mars 2016, doi: 10.1364/OE.24.005026.
- [13] L. Chrostowski et M. Hochberg, *Silicon photonics design*. in Silicon Photonics Design. 2015, p. 418. doi: 10.1017/CBO9781316084168.
- [14] D. Fowler *et al.*, « Fiber grating coupler development for Si-photonics process design kits at CEA-LETI », in *Smart Photonic and Optoelectronic Integrated Circuits XXI*, SPIE, mars 2019, p. 19-25. doi: 10.1117/12.2511845.
- [15] B. Meynard, « Dispositif de réalité augmentée basé sur des concepts de couplage guide d'onde/hologramme », Theses, Université Grenoble Alpes [2020-....], 2021. Consulté le: 10 août 2022. [En ligne]. Disponible sur: <https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-03223425>
- [16] L. B. Soldano et E. C. M. Pennings, « Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and applications », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, n° 4, p. 615-627, avr. 1995, doi: 10.1109/50.372474.

- [17] F. Rainouard, « Mise au point de modèles mathématiques pour l'adressage optimisé de distributions de points d'émission dans un écran à projection rétinienne », These en préparation, Mulhouse, 2023. Consulté le: 23 septembre 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.theses.fr/s241925>

# Chapitre IV

## Conception du circuit de routage

<b>Introduction au chapitre IV</b> .....	<b>120</b>
<b>I.1 Principe général de fonctionnement</b> .....	<b>120</b>
<b>I.2 Le projecteur</b> .....	<b>123</b>
I.2.1 Modèle des guides .....	123
I.2.2 Construction .....	123
<b>I.3 Blocs d'adressage</b> .....	<b>125</b>
I.3.1 Présentation des schémas d'adressage.....	125
I.3.1.1 Adressage en série .....	125
I.3.1.2 Adressage en parallèle .....	127
I.3.2 Organisation de l'architecture du démonstrateur.....	128
I.3.2.1 Injection .....	128
I.3.2.2 Division de guides .....	129
I.3.2.3 Adressage aléatoire .....	130
<b>I.4 Structures intermédiaires d'étude</b> .....	<b>132</b>
<b>I.5 Estimation des performances du circuit</b> .....	<b>134</b>
I.5.1 Principe du calcul de chutes de puissance .....	134
I.5.2 Calcul de chutes de puissance .....	135
I.5.2.1 Point de contrôle n°1.....	135
I.5.2.2 Point de contrôle n°2.....	136
I.5.2.3 Point de contrôle n°3.....	138
I.5.2.4 Point de contrôle n°4.....	139
I.5.3 Rééquilibrage des puissances de sortie.....	142
I.5.3.1 Description du calcul .....	142
I.5.3.2 Dessin des diviseurs de rééquilibrage .....	147
<b>I.6 Estimation de la robustesse</b> .....	<b>149</b>
I.6.1 Effet de la rugosité des flancs.....	149
I.6.2 Effet de la surgravure des guides.....	151
I.6.3 Effet de l'écart inter-niveaux .....	155
<b>Conclusion du chapitre IV</b> .....	<b>158</b>
<b>Références</b> .....	<b>159</b>

## Introduction au chapitre IV

Les éléments photoniques employés pour l'élaboration du circuit de routage ont été présentés et optimisés par simulations numériques au cours du précédent chapitre. Ce chapitre est consacré à la conception et à l'estimation de performance du circuit de routage qui fait le lien entre différentes sources et les milliers de points d'émission du projecteur rétinien. Ce travail a conduit à l'élaboration d'un circuit complet de démonstration comprenant le projecteur et le circuit de routage, incluant les fonctions optiques élémentaires présentées au précédent chapitre.

Dans une première partie, le principe général de fonctionnement de ce démonstrateur est exposé. Il se compose d'un projecteur et d'un circuit de routage. Le projecteur est composé d'un ensemble de guides d'ondes répartis aléatoirement et alimentant les points d'émission. Son design a été défini lors de précédents travaux de thèse menés dans l'équipe. Il impose de fortes contraintes sur la conception du circuit de routage qui permet d'adresser la lumière jusqu'au projecteur. Celui-ci a dû être conçu en utilisant deux niveaux de guides. Après avoir exposé les deux principaux schémas d'adressage utilisés en photonique, les différentes parties du circuit de routage sont détaillées, depuis les sources jusqu'au projecteur.

Enfin, l'élaboration du circuit de routage m'a amené à estimer ses performances globales sur la base de simulations numériques, ainsi que sa robustesse face à divers aléas de fabrication. L'estimation des performances et de la robustesse a été menée par le calcul des chutes de puissance sur l'ensemble du parcours et pour chacun des chemins possibles., depuis la source jusqu'au projecteur. Ce calcul, effectué sur la base de résultats de simulations, permet notamment d'estimer les pertes optiques cumulées ainsi que d'éventuelles disparités de puissance entre les différents guides adressant les distributions de points d'émission (DPE) sur le projecteur.

### IV.1 Principe général de fonctionnement

Le circuit de démonstration de la projection rétinienne (qui sera nommé par la suite « démonstrateur ») doit permettre la preuve de concept d'un projecteur rétinien se basant sur l'effet d'auto-focalisation. Des milliers de points d'émission répartis semi-aléatoirement sur le projecteur doivent être adressés à partir de quelques sources lumineuses (idéalement une barrette de micro-lasers). Le système d'adressage est complexe et inclut différentes fonctions et composants photoniques identifiés et optimisés au cours du précédent chapitre. Le principe de fonctionnement du démonstrateur est décrit dans le schéma de la Figure IV-1.

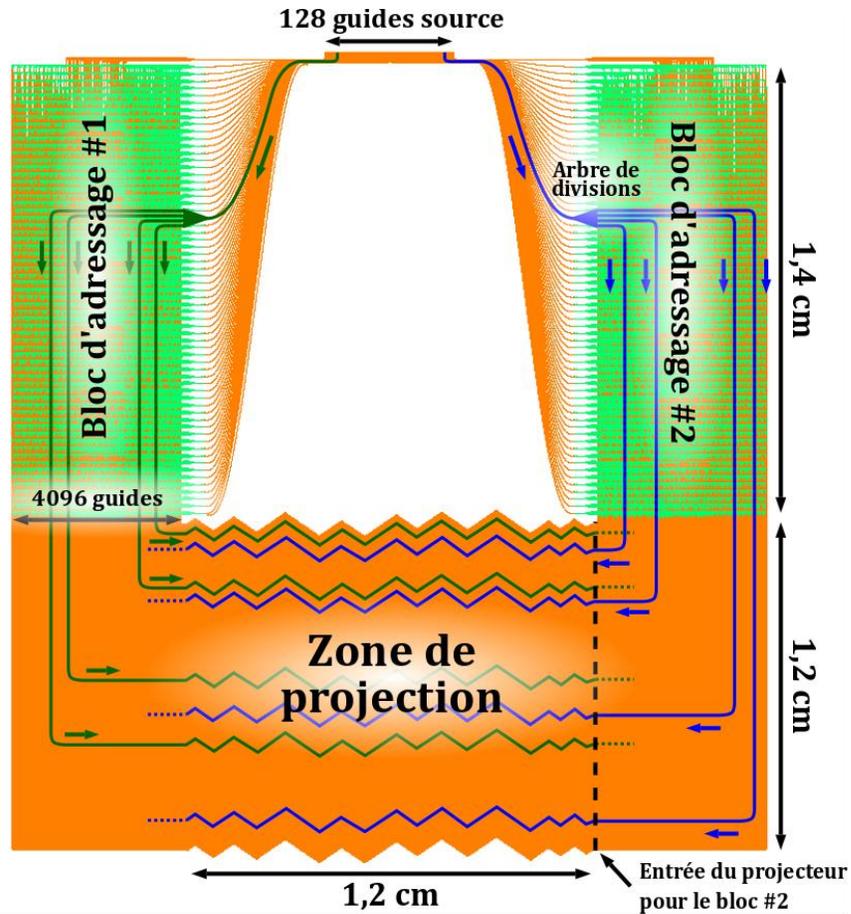


Figure IV-1 : Dessin de masque du démonstrateur incluant des annotations relatives à son principe de fonctionnement. Les électrodes pour la génération des points d'émission ne sont pas représentées ici. Les deux niveaux de guides sont représentés en orange (niveau 1) et en vert (niveau 2).

La zone de projection a été conçue avec une surface totale d'environ  $1,2 \text{ cm} \times 1,2 \text{ cm}$ . Elle se compose de 8192 guides d'onde disposés avec un écart inter-guide minimal de  $1 \mu\text{m}$  centre-à-centre et organisés en cellules de quatre guides selon le modèle défini dans le chapitre précédent. Tous les guides du projecteur sont adressés équitablement à partir de 128 sources principales, impliquant donc que chacune d'elles active un groupe de 64 guides d'onde répartis semi-aléatoirement sur la surface du projecteur.

Pour des raisons de contraintes de surface liées à la dimension de puce, le circuit de routage est divisé en deux « blocs d'adressage ». Ils permettent de réduire la longueur de la zone de routage, entre les sources et le projecteur, en positionnant les deux blocs de part et d'autre des sources principales (entrées). Le projecteur est ainsi adressé par ses deux côtés avec pour chacun 4096 guides issus des 64 guides sources. Sur le schéma, les deux niveaux sont présents au niveau des blocs d'adressage (couleur verte et orange sur la Figure IV-1), où se situent également tous les croisements de guides.

La distribution aléatoire des points d'émission du projecteur est introduite en jouant sur deux composantes de la conception du circuit :

- Au niveau de l'adressage : les écarts entre les 64 guides issus de chaque source sont semi-aléatoires, de même que les groupes d'électrodes servant à activer les points d'émission (non représenté sur la Figure IV-1).
- Au niveau du dessin : les guides d'onde du projecteur, ainsi que les électrodes qui les croisent, sont dessinés suivant une forme permettant de rompre la périodicité de leurs intersections. Le modèle mathématique permettant de définir ces formes est brièvement abordé dans la section IV.2.1.

Le circuit de routage photonique présenté sur la Figure IV-1 est passif. Il a cependant été conçu avec la possibilité de rajouter les briques d'activation des points d'émission (PE) qui se retrouveront sur le prototype final. Ces briques se composent d'une couche de cristaux liquides commandée par le réseau d'électrodes. Le schéma d'activation, qui met en œuvre un réseau d'extraction, a fait l'objet de la thèse de Matthias Colard [1]. Ce travail a permis notamment de prévoir l'encombrement des électrodes dans la conception de la zone de projection et de privilégier la polarisation TM pour une extraction du signal propagé moins coûteuse en énergie. Un schéma en coupe de ce module d'extraction est représenté sur la Figure IV-2.

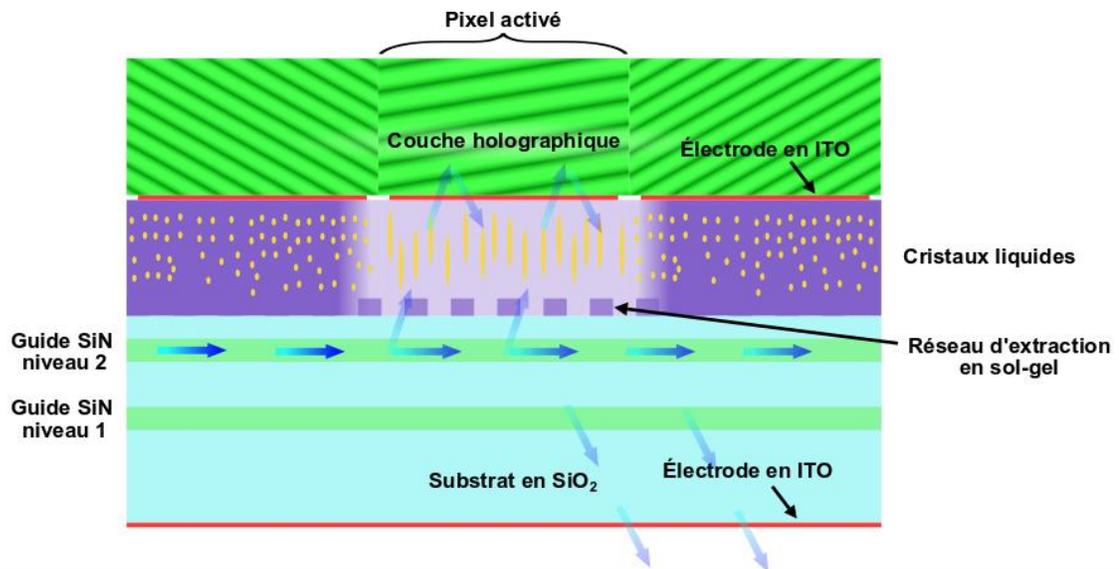


Figure IV-2 : Schéma d'empilement du module d'extraction pour la projection rétinienne, incluant le circuit photonique passif, le système d'extraction active à base de cristaux liquides et la couche holographique pour la projection des images sur la rétine.

## IV.2 Le projecteur

### IV.2.1 Modèle des guides

Les guides du projecteur sont conçus à partir d'un modèle établi par Fabian Rainouard [2] lors de sa thèse. Il s'agit d'une succession de segments formant un angle non-nul  $\theta$  avec l'axe principal de propagation  $z$ . Ce modèle est schématisé sur la Figure IV-3. Les détails relatifs à l'optimisation de la forme du guide sont fournis dans son manuscrit de thèse.

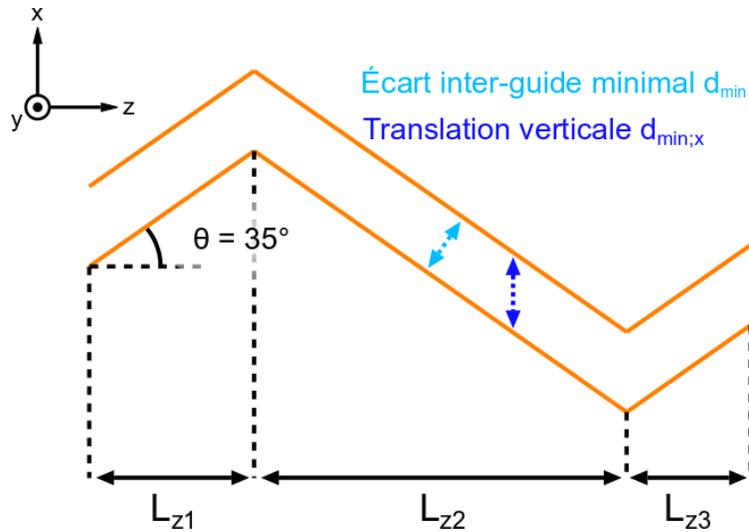


Figure IV-3 : Schématisation du modèle de guide en succession de segments en mettant en évidence les longueurs aléatoires projetées selon  $z$ .

Chaque segment est défini avec un angle constant de  $\pm 35^\circ$  par rapport à l'axe de propagation  $z$ . En effet, cet angle influe sur le rapport signal à bruit des pixels projetés par chaque distribution de points d'émission, mais aussi sur la compacité du projecteur. Plus l'angle du segment est élevé, plus la perte de compacité est grande. Des simulations effectuées par Fabian Rainouard sur les distributions de points d'émission (DPE) en fonction de l'angle des segments ont montré qu'un angle de  $35^\circ$  permet d'optimiser le rapport signal-sur-bruit du spel [3] tout en limitant les pertes de compacité. Les longueurs des segments projetées sur l'axe  $z$  sont déterminées aléatoirement. Le nombre de segments par unité de longueur est maintenu à une valeur fixe avec une densité  $D_s = 1,6 \text{ mm}^{-1}$ . La prise en compte de la segmentation des guides conditionne une surface totale  $S_{\text{proj}} \approx 1,44 \text{ cm}^2$  ( $1,2 \text{ cm} \times 1,2 \text{ cm}$  selon les axes  $x$  et  $z$ ).

### IV.2.2 Construction

Le projecteur est construit en répliquant selon l'axe  $x$  le modèle de guide d'ondes segmenté qui vient d'être présenté. Le dessin de masque du projecteur rétinien est montré sur la Figure IV-4. La liaison entre deux segments d'un guide est assurée par une courbure sinusoïdale. La liaison possède un rayon de courbure minimal de  $50 \mu\text{m}$ , ce qui, au vu des résultats de simulation présentés au précédent chapitre, permet de négliger les pertes optiques associées qui restent inférieures à  $0,003 \text{ dB}$ . La distribution de guides formant le projecteur est construite à partir du motif unitaire

de la cellule à quatre guides dont les largeurs successives sont rappelées ici : 400 nm, 370 nm, 390 nm et 380 nm. Du fait de l'inclinaison des guides, l'écart minimal  $d_{\min} = 1 \mu\text{m}$  à respecter entre deux guides successifs impose un écart minimal projeté sur l'axe  $x$  valant  $d_{\min,x} = d_{\min} / \cos(35^\circ) \approx 1,22 \mu\text{m}$ . Cette différence doit être prise en compte au niveau des distributions de guides issues des blocs d'adressage et se connectant à l'entrée du projecteur.

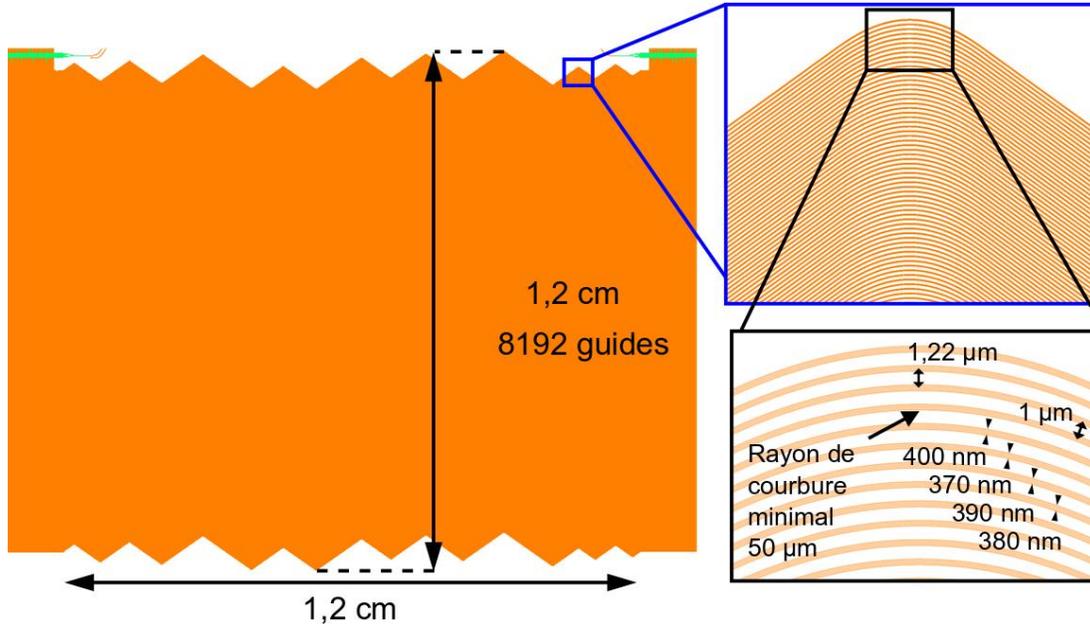


Figure IV-4 : Vue d'ensemble du projecteur composé de 8192 guides d'onde sur une surface d'environ 1,44 cm<sup>2</sup>. Deux gros plans sur la distribution de guides montrent les courbures de lissage des sommets ainsi que l'implémentation de la cellule à quatre guides.

Afin de simplifier la construction du projecteur, il est préférable de conserver un nombre entier de cellules pour couvrir la surface du projecteur. Pour cela, il suffit de définir le nombre total de guides le composant par une puissance de 2. Un total de  $2^n$  guides est donc à répartir sur une hauteur de projecteur  $h_{\text{proj}} = 1,1 \text{ cm}$ , ce qui impose l'inégalité suivante :

$$2^n \leq \frac{h_{\text{proj}}}{d_{\min,x}} \quad (\text{IV-1})$$

Où  $h_{\text{proj}}$  est la hauteur du projecteur selon l'axe  $x$ . La résolution de cette inéquation impose  $n \leq 13$ , ce qui signifie que le projecteur peut contenir jusqu'à  $2^{13} = 8192$  guides d'onde. À titre de comparaison, le même calcul effectué avec une distribution classique de guides d'onde identiques aurait donné  $n \leq 12 \Rightarrow 2^n = 4096$  guides à cause d'un écart inter-guide à maintenir à  $1,42 \mu\text{m}$ . Le fait d'envisager une distribution de guides de largeurs différentes permet donc de multiplier par deux la résolution du projecteur. Le couplage  $\Delta\beta$  est donc un moyen très efficace pour densifier une distribution de guides.

## IV.3 Blocs d'adressage

### IV.3.1 Présentation des schémas d'adressage

Au fur et à mesure de mon travail sur l'élaboration de la méthode d'adressage, j'ai identifié deux principaux schémas d'adressage dits « en série » et « en parallèle ». Ces deux schémas sont représentés sur la Figure IV-5 en prenant l'exemple d'un adressage équilibré entre 4 entrées et de 16 sorties. Un exemple de la littérature utilisant un schéma d'adressage en série est celui de Chiles *et al.* [4]. Le principe de fonctionnement de leur circuit est présenté sur la Figure I-21. Selon ce schéma, l'adressage des quatre sorties pour chaque source s'effectue en ramifiant les guides sur toute la longueur du canal principal. Au fur et à mesure de la propagation dans le guide source, une partie de la puissance optique est prélevée et dirigée vers la sortie ciblée en utilisant un coupleur directionnel ou à interférences multimodes par exemple.

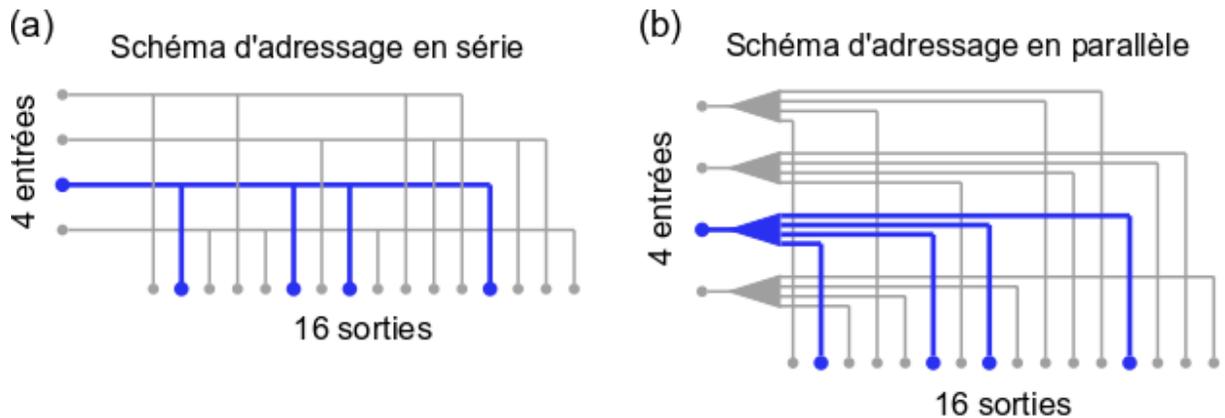


Figure IV-5 : Illustration des schémas d'adressage (a) en série et (b) en parallèle en prenant l'exemple de 4 entrées devant adresser 16 sorties.

De son côté, l'adressage en parallèle consiste à ramifier toutes les sorties en une seule étape depuis le guide source avant de les adresser à leurs positions adéquates. Ce schéma est celui qui a finalement été retenu pour la conception et le dessin de ce circuit de routage. Ce choix est justifié dans les deux sections qui suivent. Pour cela, les deux méthodes d'adressage sont confrontées à partir de schémas à l'échelle en tenant compte des dimensions des composants optimisés. Parmi eux, on compte les courbures sinusoïdales d'un rayon minimal de  $20\ \mu\text{m}$  et les coupleurs inter-niveaux d'une longueur de  $60\ \mu\text{m}$ . La distribution de guides d'onde est représentée avec un espacement inter-guide de  $1,22\ \mu\text{m}$ .

#### IV.3.1.1 Adressage en série

Le schéma d'adressage en série tel que présenté par Chiles *et al.* [4] est utilisé ici comme exemple pour construire un schéma à l'échelle. Ce schéma est représenté sur la Figure IV-6. Ici, je prends l'exemple d'une problématique d'adressage semi-aléatoire tel que défini à la section II.3.1 entre 64 guides sources et 256 guides de sortie. Cela implique que chaque guide source adresse quatre sorties. L'exemple a été choisi pour s'approcher de la problématique d'adressage présente

pour chaque bloc d'adressage, où 64 guides source doivent adresser une distribution de 4096 guides de sortie. Pour des raisons de simplicité, seulement trois guides sources ont été représentés sur le schéma à l'échelle de la Figure IV-6.

Chaque ramification est assurée par un coupleur directionnel de longueur  $19 \mu\text{m}$  et avec un écart inter-guide de  $600 \text{ nm}$  centre-à-centre. Le guide ramifié est ensuite couplé avec un autre guide sur le deuxième niveau grâce à un coupleur inter-niveaux d'une longueur de  $60 \mu\text{m}$ . Le couplage inter-niveaux permet d'éviter les croisements de guides sur un même plan. Ensuite, un virage à  $90^\circ$  achemine le signal vers le guide de sortie approprié. Au vu de la Figure IV-6, il apparaît que le schéma d'adressage en série présente certaines limites liées à l'encombrement. En effet, tant qu'une ramification n'a pas été déviée vers une sortie par un virage à  $90^\circ$ , il faut prévoir qu'elle se propage parallèlement à son guide source. Ainsi, à moins que les sorties à adresser soient très éloignées, chaque nouvelle ramification opérée sur un guide source impose d'écarter les guides ramifiés précédents pour éviter les interactions entre guides.

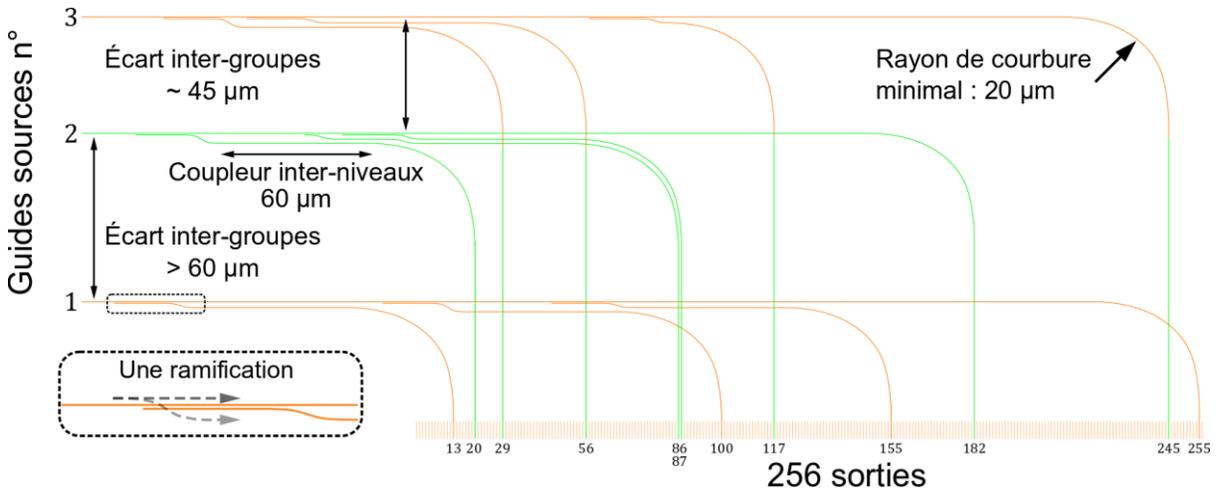


Figure IV-6 : Schéma à l'échelle de la méthode d'adressage en série en s'inspirant du modèle présenté par Chiles *et al.* [4], avec des contraintes propres au projet de thèse.

Compte tenu de la densité requise pour le circuit et de la nécessité d'un adressage semi-aléatoire, la méthode d'adressage en série peut ainsi entraîner un encombrement important. Sur l'exemple de la Figure IV-6, en nommant «  $(m; n)$  » le chemin partant de l'entrée  $m$  et adressant la sortie  $n$ , les zones de ramifications des chemins  $(2; 20)$ ,  $(2; 86)$  et  $(2; 87)$  sont relativement rapprochées les unes des autres. De plus, des coupleurs inter-niveaux doivent être insérés entre deux groupes, ce qui crée un écart irréductible d'au moins  $60 \mu\text{m}$  entre les sources concernées. C'est le cas des guides source n°1 et n°2, dont l'écart est conditionné par le passage des chemins  $(3; 29)$ ,  $(3; 56)$  et  $(3; 117)$  où un coupleur inter-niveaux est nécessaire entre les sources n°1 et n°2. À contrario, seulement  $45 \mu\text{m}$  d'écart sont nécessaires entre les sources n°2 et n°3 dû au virage à  $90^\circ$ .

Le schéma d'adressage en série est a priori intéressant car il est généralement compact. En revanche, la nécessité d'un adressage aléatoire impose ici un traitement au cas par cas de chaque chemin pour limiter l'encombrement des guides. Ce schéma d'adressage n'aboutit donc pas à une uniformité des chemins optiques des guides ramifiés, ce qui peut complexifier la conception du

circuit lorsque des milliers de chemins doivent être tracés. La section suivante montre comment un schéma d'adressage en parallèle permet de contourner ces problèmes.

### IV.3.1.2 Adressage en parallèle

La situation d'adressage est ici identique à la précédente. Elle comprend les mêmes dimensions de composants, le même nombre de guides sources et de sorties, et la même séquence d'adressage que celle présentée sur la Figure IV-6. Le schéma à l'échelle présentant le principe d'adressage en parallèle est montré sur la Figure IV-7 .

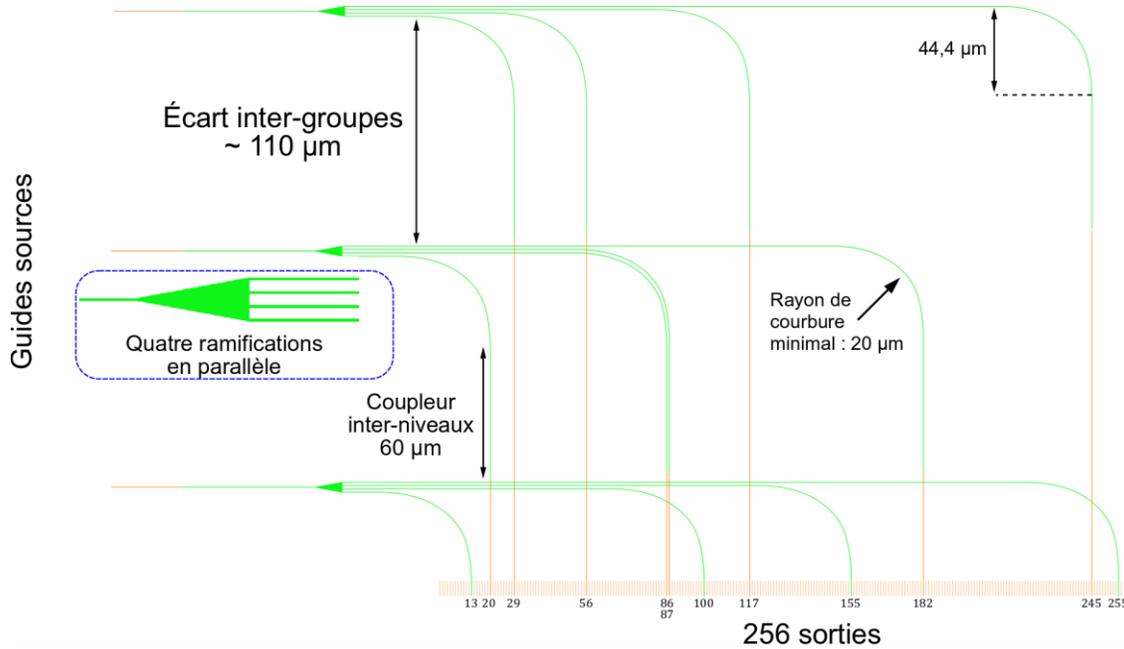


Figure IV-7 : Schéma à l'échelle représentant la méthode d'adressage en parallèle dans des conditions identiques à celles de la méthode d'adressage en série présentée sur la Figure IV-6.

Contrairement à l'adressage en série, la méthode d'adressage en parallèle consiste à ramifier en une seule étape tous les guides sources. Chaque guide ramifié se retrouve alors positionné sur un axe de propagation qui lui est propre. Les guides ramifiés rejoignent ensuite les sorties à adresser grâce à des virages à 90° suivis d'un passage sur le deuxième niveau pour éviter les croisements. La méthode d'adressage en parallèle semble donc plus pratique car elle offre une meilleure uniformité quant à la disposition des guides ramifiés.

La contrepartie à payer par rapport à l'adressage en série est une légère perte de compacité due à l'augmentation de l'écart entre deux groupes de guides ramifiés issus du même guide source. Dans la suite de ce manuscrit, les guides ramifiés par un guide source seront nommés « groupes source ». Pour le schéma d'adressage en série, l'écart inter-groupes est principalement conditionné par la longueur latérale  $l_{c;x}$  du virage à 90°, s'exprimant en fonction du rayon de courbure minimal par :

$$l_{c;x} = \frac{\pi r_{\min}}{\sqrt{2}} \quad (\text{IV-2})$$

Dans le cas des courbures avec un rayon minimal de  $20\ \mu\text{m}$ , la longueur latérale vaut environ  $44,4\ \mu\text{m}$ . En revanche, dans le cas de l'adressage en parallèle, il faut aussi insérer le coupleur inter-niveaux entre chaque groupe de guides, ce qui augmente l'espace à prévoir entre chaque groupe. Dans ce cas, un espacement d'environ  $110\ \mu\text{m}$  est à prévoir entre chaque guide source afin de pouvoir insérer le virage et le coupleur long de  $60\ \mu\text{m}$ .

## IV.3.2 Organisation de l'architecture du démonstrateur

### IV.3.2.1 Injection

La lumière est injectée dans les 128 guides sources à partir des réseaux de couplage optimisés dans la section III.3.2. Ils sont disposés en ligne et espacés de  $30\ \mu\text{m}$  centre à centre. Ils sont dimensionnés pour une injection à partir d'une fibre optique, afin de permettre une caractérisation du circuit sur le banc goniométrique du laboratoire. La mise en parallèle des coupleurs peut également permettre un couplage avec un composant émissif de type barrette de micro-LED. Des premiers dimensionnements ont été étudiés avec des équipes du département en charge des développements sur ce type de composant.

Pour conserver un fonctionnement monomode sur l'ensemble du circuit, la lumière est premièrement insérée dans une section de guide monomode de dimensions  $300\ \text{nm} \times 200\ \text{nm}$ . Au bout d'une longueur de propagation de  $20\ \mu\text{m}$ , le guide est élargi de  $300\ \text{nm}$  à  $400\ \text{nm}$  sur une longueur de  $10\ \mu\text{m}$  en utilisant le composant de transition adiabatique optimisé dans la section II.3.3. La zone d'insertion de la lumière dans le circuit est montrée sur la Figure IV-8, en la situant sur la vue d'ensemble du démonstrateur.

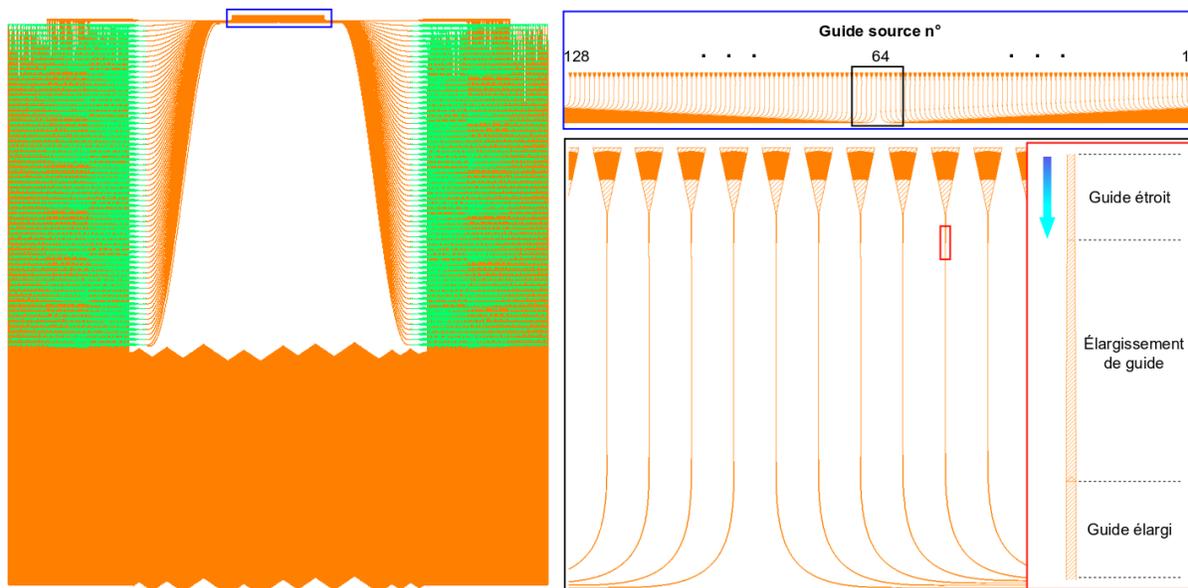


Figure IV-8 : Vue d'ensemble du démonstrateur avec un gros plan sur les 128 sources disposées en barrettes avec un pas de  $30\ \mu\text{m}$ . L'injection dans chaque source se fait par un réseau de couplage conique comportant 40 périodes avec un pas de  $500\ \text{nm}$ .

Une fois les guides source élargis, ils sont orientés vers des zones de ramification pour leur adressage grâce à des virages à 90° avec un rayon de courbure minimal de 40 µm. Chaque bloc d'adressage est alimenté par 64 guides source initialement distribués avec un écart centre-à-centre de 1,5 µm. Ensuite, les guides source sont connectés aux différentes zones de ramifications à l'aide de courbures en « S ».

#### IV.3.2.2 Division de guides

Les divisions de guides sont considérées comme les points d'entrée des blocs d'adressage. Les détails visuels relatifs à la ramification en parallèle des guides sources sont représentés sur la Figure IV-9.

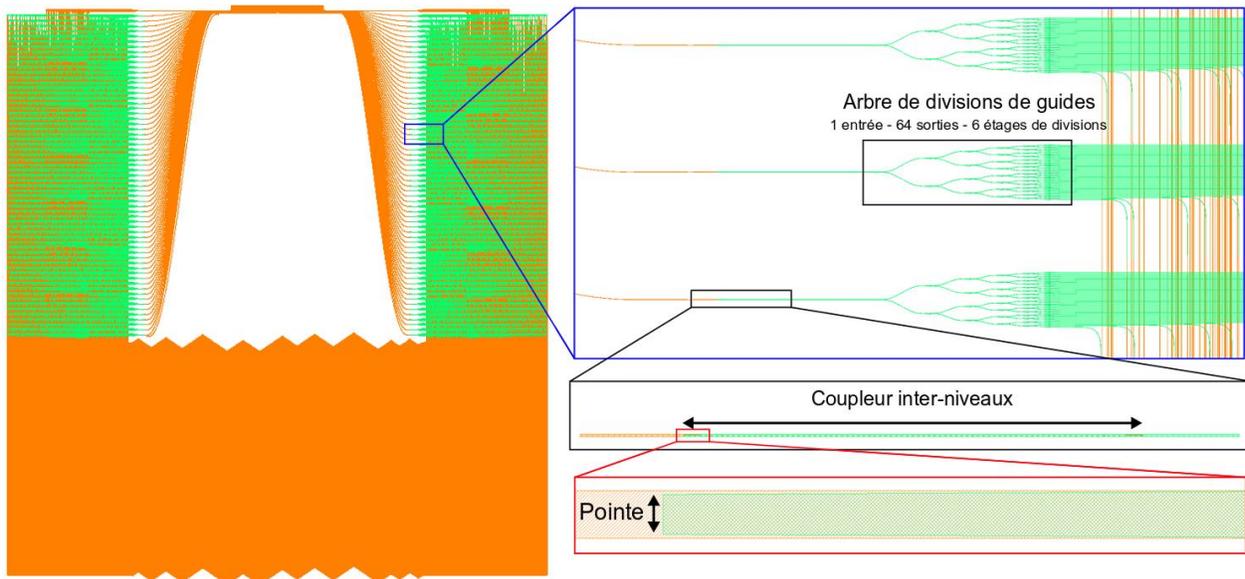


Figure IV-9 : Vue d'ensemble du démonstrateur avec un gros plan sur une zone de divisions de guides du bloc d'adressage n°2.

À l'approche de la zone de division, le guide est réduit d'une largeur de 400 nm à 300 nm grâce à une transition adiabatique puis rapproché d'un guide du second niveau afin de réaliser le couplage inter-niveaux. La réduction de la largeur du guide avant le transfert inter-niveaux permet quant à elle de réduire le confinement du mode et ainsi faciliter le couplage. Le transfert inter-niveaux est réalisé sur l'ensemble des groupes, à l'exception de la source n°1 qui se trouve en extrémité de l'architecture de routage et qui ne compte pas de croisements à la sortie de l'arbre de divisions.

Une fois le mode couplé sur le deuxième niveau, sa puissance optique est répartie sur 64 guides d'onde identiques après le franchissement d'un arbre de division. Cet arbre est composé de coupleurs par interférences multimodes (MMI) pour une répartition équilibrée de la puissance, ou de coupleurs directionnels dont la longueur permet de contrôler le taux de puissance couplé dans les différents guides ramifiés. Les diviseurs comportent une entrée et deux sorties, et sont répartis sur six étages le long de l'arbre. Le nombre de guides ramifiés s'élève donc à  $2^6 = 64$  guides d'onde. L'arbre de division est symétrique, à savoir que chaque diviseur de l'étage N est centré

avec les deux diviseurs de l'étage N+1. Enfin, dans le but de limiter les pertes optiques, les diviseurs sont reliés entre eux par des courbes sinusoïdales en « S » avec un rayon de courbure minimal de 20  $\mu\text{m}$ .

Une estimation des performances du circuit, présentée plus loin dans ce chapitre, m'a amené à concevoir deux versions du masque, l'une incluant des diviseurs par MMI, l'autre par coupleurs directionnels. Dans la première version, les 64 guides d'onde ramifiés ont une largeur de 300 nm en sortie de l'arbre de divisions et ne sont élargis qu'une fois positionnés dans la distribution dense de guides. Dans la seconde version, les guides émergeant de l'arbre ont une largeur de 400 nm, ce qui permet de réduire les pertes par croisements multiniveaux en augmentant le confinement du mode. Dans les deux versions, les guides en sortie de l'arbre sont espacés de 1,5  $\mu\text{m}$  centre à centre.

L'arbre de divisions utilisant les MMI a déjà été optimisé pour des lots de circuits photoniques en SiN antérieurs à ma thèse. J'ai donc seulement adapté les fonctions MMI à l'indice de réfraction du nitrure de silicium à la méthode de dépôt employée pour ce travail de thèse.

#### *IV.3.2.3 Adressage aléatoire*

En se basant sur les travaux de Fabian Rainouard, les 64 guides ramifiés d'un guide source sont positionnés de manière non-périodique au sein de la distribution dense de guides, contribuant à la distribution aléatoire des points d'émission (DPE) sur le projecteur (voir Figure IV-10).

Un virage à 90° avec un rayon de courbure minimal de 20  $\mu\text{m}$  permet de les positionner dans le bloc d'adressage. Avant d'atteindre le virage, le guide de 400 nm de large est rétréci à 300 nm afin de ne pas risquer de coupler de la puissance sur un mode d'ordre plus élevé que le fondamental. Dès que le guide est adressé à la position qui lui correspond, le mode est de nouveau couplé sur le premier niveau afin de ne pas croiser sur un même plan les guides d'onde ramifiés du guide source suivant. Enfin, chaque guide est élargi de 300 nm à une largeur comprise entre 370 nm et 400 nm suivant la configuration de la cellule à quatre guides et la position au sein de la distribution dense.

La plupart des croisements multiniveaux sont perpendiculaires, ce qui est le cas le moins critique pour les pertes optiques. Néanmoins, des angles de croisement beaucoup plus rasants, jusqu'à environ 12°, existent aussi dans cette architecture photonique. Ainsi, il faudra tenir compte de tous les angles de croisement possibles lors de l'estimation de performance globale présentée dans la suite de ce chapitre.

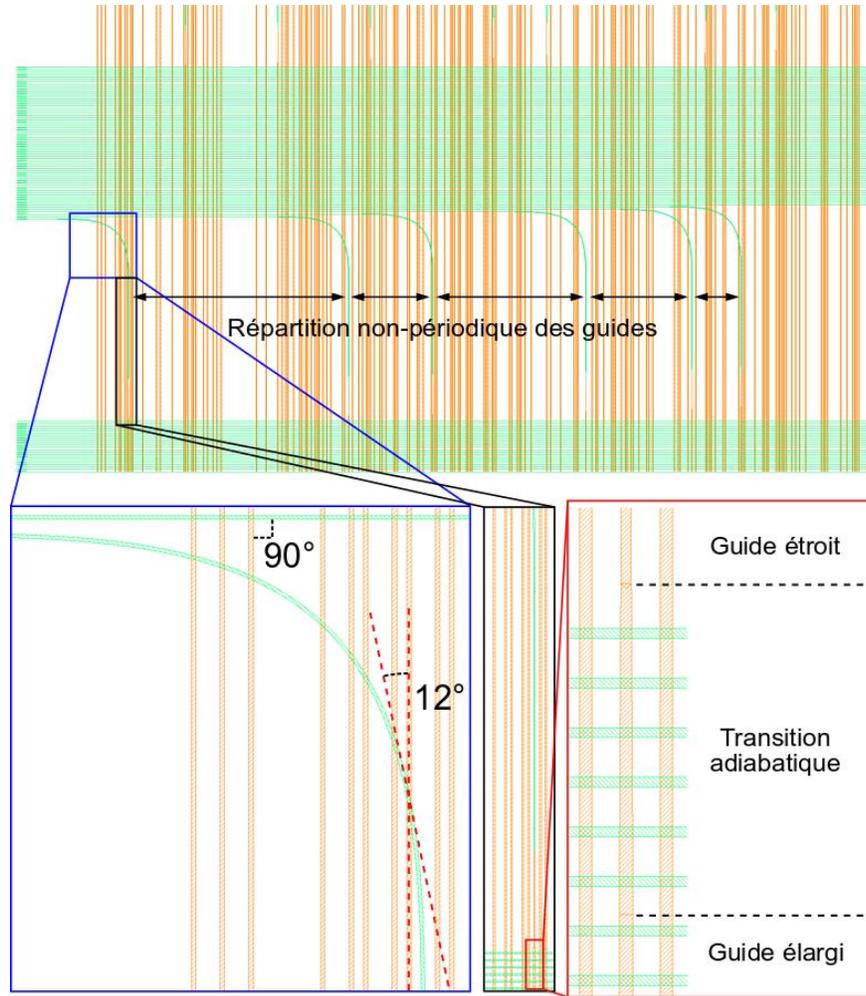


Figure IV-10 : Gros plan sur l'adressage non-périodique au sein de la distribution dense de guides d'onde dans le bloc d'adressage n°2.

La ramification et l'adressage de tous les guides source donnent lieu à une distribution de 4096 guides en sortie de chacun des deux blocs d'adressage, avec un écart inter-guide de  $1,22 \mu\text{m}$  pour assurer un écart inter-guide minimal de  $1 \mu\text{m}$  au sein du projecteur. Ces deux distributions se connectent au projecteur de manière non-périodique grâce à des virages à  $90^\circ$  avec un rayon de courbure minimal de  $40 \mu\text{m}$ , similairement aux virages présents en entrée du circuit. Comme détaillé sur la Figure IV-11, les positions des guides en sortie d'un bloc d'adressage ne concordent pas nécessairement avec leur position sur le projecteur, du fait que ce dernier est aussi alimenté de l'autre côté par le deuxième bloc d'adressage. Les positions des guides d'onde issus des deux blocs sont amenées à « s'entremêler ».

Dans l'encadré rouge, en bas à droite de la Figure IV-11, je montre l'exemple du guide n°2 issu du bloc d'adressage n°2 (surligné en bleu foncé sur la Figure IV-11) et devant se connecter au guide n°4' du projecteur. Le passage de 2 à 4' vient du fait que les guides n°2' et n°3' sont adressés par le bloc d'adressage n°1 de l'autre côté du projecteur. Le guide n°2 doit donc être élargi de manière adiabatique, de  $370 \text{ nm}$  à  $380 \text{ nm}$  pour se connecter correctement au guide n°4' sur le projecteur.

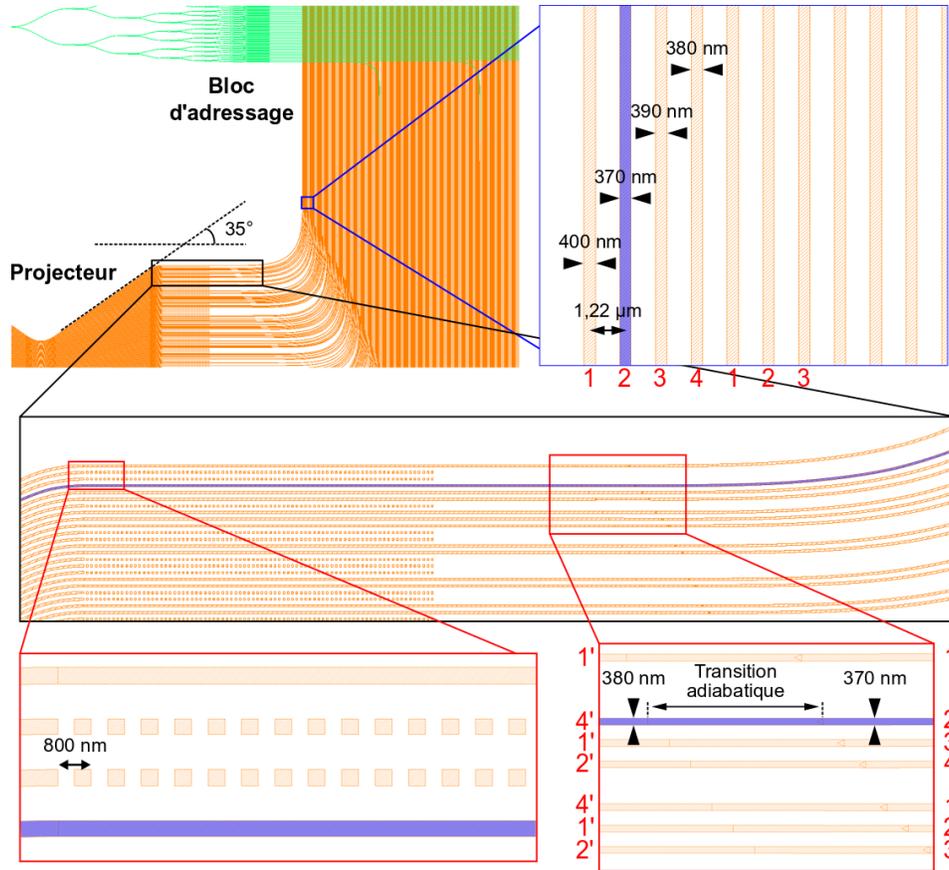


Figure IV-11 : Gros plan sur la zone de connexion au projecteur. La cellule à quatre guides est mise en évidence au sein de la distribution dense de guides.

Afin d'étudier et de valider expérimentalement la stratégie de routage employée, j'ai dessiné sur le masque diverses structures d'étude, lesquelles sont présentées dans la prochaine section.

## IV.4 Structures intermédiaires d'étude

Le circuit de routage étant relativement complexe, j'ai prévu d'insérer dans le dessin du masque diverses structures reprenant les nombreuses fonctions optiques du circuit. Ces « échantillons de circuits de routage », repérés par les numéros (10.1) à (10.6) sur la Figure III-7, reprennent à petite échelle le principe du schéma d'adressage employé pour le circuit de routage. Comme pour le démonstrateur, ils contiennent des guides sources avec chacun un arbre de divisions, des coupleurs inter-niveaux et des courbures à 90°. Les six structures permettent d'étudier divers paramètres, comme le nombre de sources et de guides à adresser, et l'espace inter-guide en sortie des arbres de division et au sein de la distribution dense. Au bout de ces circuits d'étude, j'ai dessiné des réseaux d'extraction totalement gravés sur l'extrémité des guides formant la distribution. Ceux-ci ont un pas de 500 nm et contiennent 40 périodes. La mesure du signal extrait par ces réseaux en série devrait permettre de mesurer expérimentalement les disparités de puissance en sortie de chacun des groupes sources présents dans la structure. Un échantillon de circuit de routage est montré sur la Figure IV-12. Il correspond à huit guides d'entrée chacun divisé en 64 guides pour former une distribution dense de 512 guides de sortie.

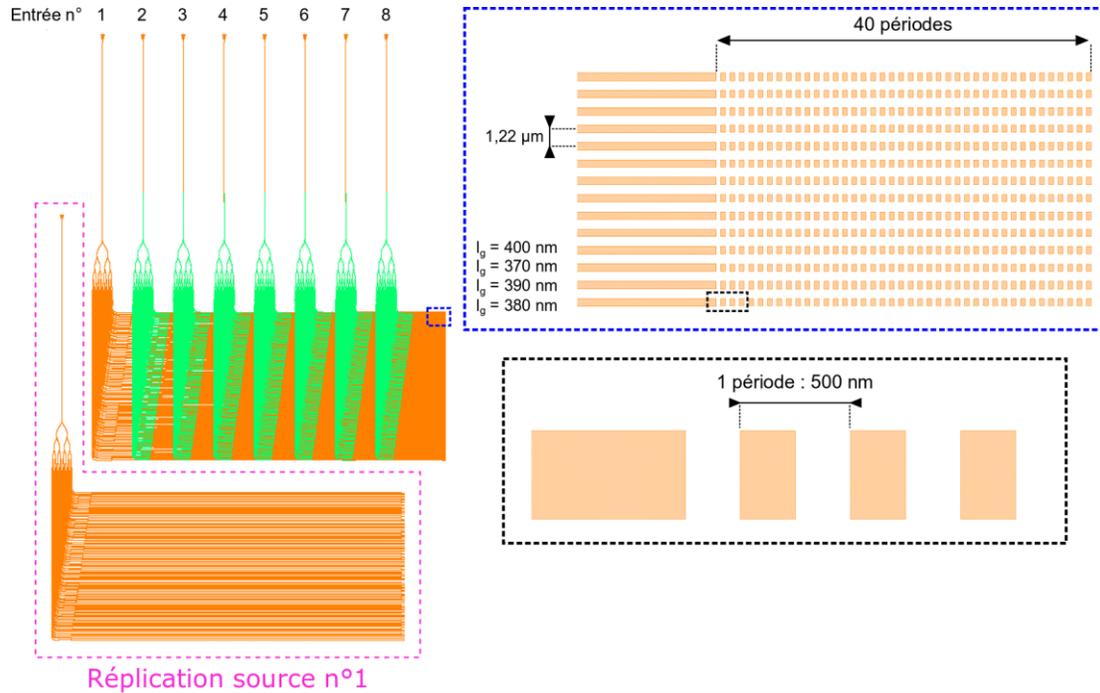


Figure IV-12 : Une structure d'étude du circuit de routage comprenant huit entrées et 512 guides de sortie répartis avec un pas de 1,22  $\mu\text{m}$ .

Sur chaque structure d'étude dessinée, l'ensemble guide source – groupe source n°1 est répliqué à l'identique et positionné en marge de la structure. Celle-ci sert de référence pour mesurer l'effet des croisements multiniveaux sur la perte de signal et sa répartition dans les différents guides du groupe source. Au total, six échantillons de circuits ont été placés sur le réticule du masque ARK1 en faisant varier le nombre de guides d'entrée et de sortie ainsi que les espacements inter-guides en sortie de l'arbre de division et au sein de la distribution dense de guides. En suivant les notations données sur la Figure III-7, j'ai compilé dans le Tableau IV-1 les différentes caractéristiques de chacune des six structures d'étude du routage présents sur le dessin du masque.

Tableau IV-1 : Caractéristiques des différents échantillons de circuits de routage en terme de nombre de guides d'entrée et de sortie ainsi que d'écarts inter-guides.

N° d'échantillon	Nombre de guides sources	Nombre de guides divisés	Inter-guide après diviseur	Inter-guide final
10.1	8	128	800 nm	900 nm
10.2	8	128	1 $\mu\text{m}$	900 nm
10.3	8	128	1,5 $\mu\text{m}$	800 nm
10.4	8	128	1,5 $\mu\text{m}$	900 nm
10.5	16	64	1,5 $\mu\text{m}$	1 $\mu\text{m}$
10.6	16	64	1,5 $\mu\text{m}$	1,22 $\mu\text{m}$

Au vu des paramètres variés sur les différentes structures, la caractérisation de ces structures permettra d'investiguer les possibilités de densification pour la suite de projet de projection rétinienne. En effet, l'écart inter-guides de 1,5  $\mu\text{m}$  ont été choisis en tenant compte d'une marge de sécurité pour prévenir d'éventuels aléas de fabrication. Les structures d'étude relatives au routage

permettront de valider ou non les possibilités de densifier davantage le circuit incluant la configuration de cellule à quatre guides dissymétriques.

Une fois les détails techniques de l'architecture de routage présentés, il convient d'estimer sa performance globale et sa robustesse face à de possibles aléas de fabrication. Ces analyses sont présentées dans les sections IV.5 et IV.6.

## IV.5 Estimation des performances du circuit

### IV.5.1 Principe du calcul de chutes de puissance

L'architecture présentée dans cette thèse met en œuvre une multitude de chemins optiques différents pour adresser des séquences non régulières de guides d'onde sur un projecteur. Cela ne poserait aucun problème dans le cas d'un guidage idéal sans perte. Néanmoins, le problème des rugosités des flancs de guides abordé plus tôt dans ce manuscrit provoque des pertes optiques lors de la propagation de la lumière. D'autre part, les pertes dues aux multiples croisements multiniveaux peuvent aussi provoquer des chutes de puissance non négligeables par leur accumulation. Sachant que chaque chemin optique a une longueur différente, et compte tenu d'un nombre différent de croisements multiniveaux, il est logique de penser que la puissance optique à l'entrée du projecteur ne soit pas identique dans tous les guides. Certains auront subi plus de pertes que d'autres, ce qui conduira aussi à des disparités de puissances entre les différents canaux. Au niveau de la projection d'une distribution de points d'émission (DPE), cela peut provoquer une inhomogénéité importante sur la puissance des points d'émission et dégrader la qualité du pixel. À l'échelle du projecteur, on pourrait alors observer une dégradation de l'image projetée sur la rétine.

Une des causes principales de pertes est associée à la rugosité des flancs auquel le mode guidé est confronté au cours de sa propagation. Au moment où j'ai réalisé cette estimation des pertes, les circuits n'étaient pas encore fabriqués et je n'avais pas encore connaissance des données de rugosité qui m'auraient permis d'estimer plus correctement les pertes. Pour cette étude, j'avais fixé les pertes à une valeur cible de 5 dB/cm pour une propagation en polarisation TM dans un guide de 400 nm de largeur. Cette valeur a été choisie en conformité à l'état de l'art des guides d'onde en SiN à la longueur d'onde de 532 nm [5]. À partir de cette valeur, il m'a été possible d'estimer les pertes de propagation pour les autres largeurs de guides présentes dans l'architecture : 300 nm, 370 nm, 380 nm et 390 nm ; à l'aide du formalisme développé par Payne et Lacey [6]. Je donne dans le Tableau IV-2 les pertes de propagation estimées pour toutes les configurations de largeurs de guides présentes dans le circuit de routage.

Tableau IV-2 : Pertes de propagation estimées en fonction de la largeur des guides.

Largeur de guide (nm)	300	370	380	390	400
Pertes de propagation (dB/cm)	6,73	5,43	5,28	5,14	5,00

À l'entrée du projecteur, on fait l'hypothèse que la même puissance lumineuse est injectée dans chaque guide source. L'ensemble de l'étude est donc normalisé par rapport à cette puissance de départ effectivement injectée dans le guide. Ceci permet d'établir une cartographie des puissances respectives des points d'émission et, le cas échéant, de proposer des solutions de

rééquilibrage. L'évolution des pertes est indiquée par des « points de contrôle » représentés par la numérotation de la Figure IV-13.

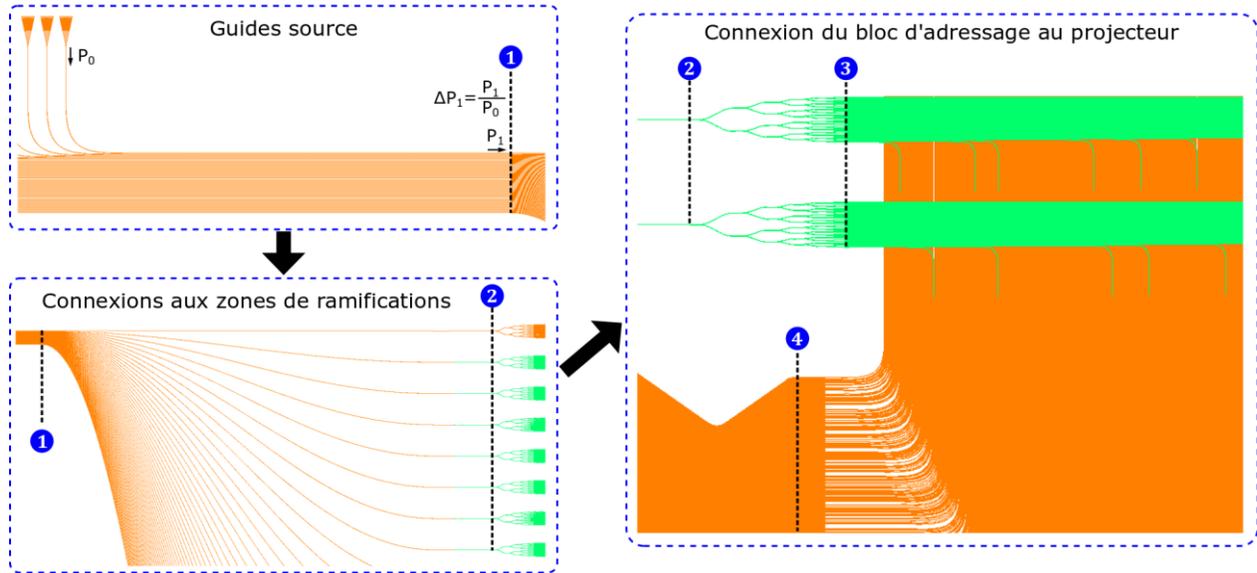


Figure IV-13 : Numérotation des points de contrôle sur le circuit pour l'estimation de la performance globale.

Dans l'encadré en haut à gauche,  $P_0$  représente la puissance effective injectée dans le guide source, et  $P_1$  la puissance au niveau du premier point de contrôle. Le calcul de chute de puissance se fera au travers du calcul de  $\Delta P_1 = P_1/P_0$ . De manière générale, la chute de puissance calculée à chaque point de contrôle sera normalisée par rapport à la source (par exemple  $\Delta P_2 = P_2/P_0$ ). Enfin, l'écart de puissance est calculé pour chaque chemin en utilisant la nomenclature  $\Delta P_{m;n}$ , où  $m$  représente l'indice du guide et  $n$  le point de contrôle.

## IV.5.2 Calcul de chutes de puissance

### IV.5.2.1 Point de contrôle n°1

Au niveau de l'entrée principale du circuit, le mode parcourt  $20 \mu\text{m}$  dans un guide de largeur  $300 \text{ nm}$  qui est ensuite élargi de manière adiabatique sur une longueur de  $10 \mu\text{m}$  jusqu'à atteindre une largeur de  $400 \text{ nm}$ . L'élargissement adiabatique représente une perte de  $\alpha_e = 4 \times 10^{-4} \text{ dB}$ . Le guide élargi a une longueur variable selon la position de la source : pour la source n° 1, cette longueur est de  $50 \mu\text{m}$ . Elle est incrémentée de  $1,5 \mu\text{m}$  pour chaque source successive jusqu'à atteindre une longueur de  $144,5 \mu\text{m}$  sur la source. L'incrément de longueur est conditionné par l'écart inter-guide au niveau du point de contrôle n°1, qui est ici fixé à  $1,5 \mu\text{m}$  centre-à-centre. Les virages à  $90^\circ$  qui s'ensuivent ont un rayon de courbure minimal de  $40 \mu\text{m}$ .

Concernant les courbures de guides, les simulations FDE effectuées donnent des pertes de  $3,72 \times 10^{-3} \text{ dB}/90^\circ$  pour un rayon de courbure de  $40 \mu\text{m}$  et un guide de  $400 \text{ nm}$  de large. À noter que cette valeur de pertes correspond à la simulation d'une courbure circulaire de guide pour lesquelles les pertes sont généralement plus élevées que pour les courbures sinusoïdales utilisées

ici. Je conserve toutefois la valeur de pertes par courbure circulaire comme un majorant. Au point de contrôle n°1,  $\Delta P_{m;n}$  s'écrit :

$$\Delta P_{m;1} = -[L_0 \alpha_{p_{300}} + \alpha_e + \alpha_{p_{400}} \times (L_{m;1} + L_{m;2}) + \alpha_{c_{40;400}}] \quad (IV-3)$$

Avec  $L_0 = 20 \mu\text{m}$  la longueur du guide d'entrée de largeur 300 nm,  $L_{m;1}$  la longueur du guide  $m$  de largeur 400 nm après l'élargissement adiabatique et avant le virage à  $90^\circ$ ,  $L_{m;2}$  la longueur du guide  $m$  après le virage à  $90^\circ$ ;  $\alpha_{p_{300}}$  et  $\alpha_{p_{400}}$  représentent les pertes de propagation linéiques dans les guides de largeurs respectives 300 nm et 400 nm;  $\alpha_e$  représente la perte optique au passage de l'élargissement adiabatique et  $\alpha_{c_{40;400}}$  représente la perte au franchissement du virage à  $90^\circ$  pour un guide de largeur 400 nm avec un rayon de courbure minimal de  $40 \mu\text{m}$ . L'incrément de longueur  $\Delta L_2 = L_{m+1;2} - L_{m;2}$  est conditionné par l'espacement entre deux guides sources adjacents défini à  $30 \mu\text{m}$  centre-à-centre. La longueur varie entre  $615,5 \mu\text{m}$  pour la source n°1 et  $2,51 \text{ mm}$  pour la source n°64. Ces différences de longueurs entraînent inévitablement des différences de puissance optique suivant le guide considéré. Cela est étroitement lié à l'évolution linéaire des longueurs  $L_{m;1}$  et  $L_{m;2}$ . Ici, un écart de puissance d'environ 1 dB ( $\sim 20 \%$ ) est calculé sur l'ensemble des 64 guides.

#### IV.5.2.2 Point de contrôle n°2

Entre les points de contrôle n°1 et n°2, des courbures sinusoïdales en « S » permettent d'acheminer les guides sources aux différents points de ramifications. De plus, chaque guide à l'exception de la source n°1 compte un rétrécissement adiabatique et un coupleur inter-niveaux. Les courbures en « S » peuvent se représenter par la fonction trigonométrique suivante. La longueur totale  $L_s$  sur la courbure sinusoïdale s'obtient par intégration sur tout son parcours :

$$L_s = \int_0^{L_x} \sqrt{1 + \left(\frac{L_y \pi}{2L_x}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\pi}{L_x} x\right)} dx \quad (IV-4)$$

Où, pour rappel,  $L_x$  et  $L_y$  représentent les longueurs du guide courbe projetées sur les axes  $x$  et  $y$ . Cette relation étant relativement complexe à intégrer analytiquement, un calcul numérique à l'aide de l'application Matlab a été effectué. Le rayon minimal de la courbure en « S » peut en revanche se calculer de manière relativement simple :

$$r_{\text{min}_s} = \frac{2 L_x^2}{\pi^2 L_y} \quad (IV-5)$$

Dans le cas des courbures en « S » donnant sur les blocs d'adressage, l'équation (IV-5) permet de calculer un rayon de courbure minimal d'environ  $100 \mu\text{m}$  dans le cas le plus critique. Ces courbures peuvent donc être considérées comme suffisamment douces pour ne provoquer ni couplage multimode, ni pertes optiques. Seules les pertes de propagation sont donc prises en compte sur le chemin des courbes en « S ». La longueur horizontale  $L_x$  est identique pour chacune des 64 courbures en « S » et est fixée à environ  $2,76 \text{ mm}$ . La longueur verticale  $L_y$  varie entre 0 et  $63 \times (\Delta_g - d_{\text{nom}})$  où  $\Delta_g = 220,45 \mu\text{m}$  est l'écart entre chaque guide source au niveau du point de

contrôle n°2, et  $d_{nom} = 1,5 \mu\text{m}$  est l'écart inter-guide nominal au niveau du point de contrôle n°1. La nomenclature est représentée sur la Figure IV-14

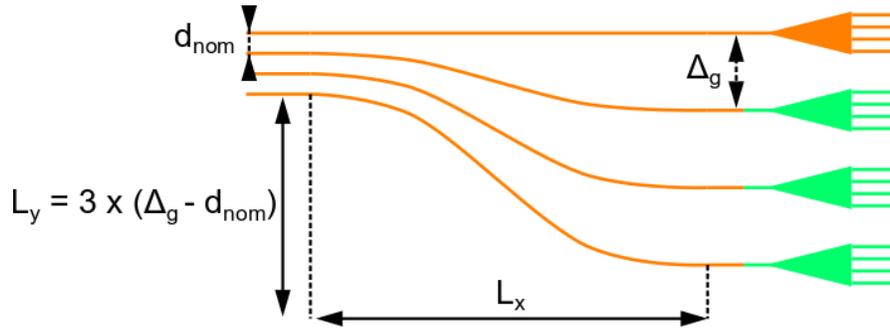


Figure IV-14 : Illustration de la nomenclature relative aux écarts entre les guides sources et les groupes sources.

En utilisant l'équation (IV-4), on trouve des longueurs de courbures en « S » variant entre 2,76 mm et 1,42 cm ce qui représente des chutes de puissance variant entre 1,38 dB pour le plus court chemin et 7,1 dB pour le plus long chemin. La portion droite suivant la courbure en « S » est composée d'un guide droit de largeur 400 nm et de longueur  $L_3 = 95 \mu\text{m}$ , suivi d'un rétrécissement adiabatique de 400 nm vers 300 nm et d'une portion de guide de largeur 300 nm et de longueur  $L_4 = 314,29 \mu\text{m}$  en tenant compte des deux niveaux confondus. Bien qu'elles soient faibles, il faut également tenir compte des pertes occasionnées par le coupleur inter-niveau, sauf pour la source n°1 qui reste intégralement sur le niveau 1. En considérant une perte par couplage inter-niveau  $\alpha_{iniv} = 0,12 \text{ dB}$ , la puissance  $P_{m;2}$  restante dans les guides au point de contrôle n°2 s'écrit :

$$\Delta P_{m;2} = \Delta P_{m;1} - [\alpha_{p400} \times (L_{S;m} + L_3) + L_4 \alpha_{p300} + \alpha_e + \alpha_{iniv}] \quad (\text{IV-6})$$

La chute de puissance cumulée entre l'entrée principale et le point de contrôle n°2 évolue entre -2 dB et -8,8 dB. Les disparités de puissance au point de contrôle n°2 sont montrées sur la Figure IV-15 conjointement aux puissances précédemment estimées au point de contrôle n°1.

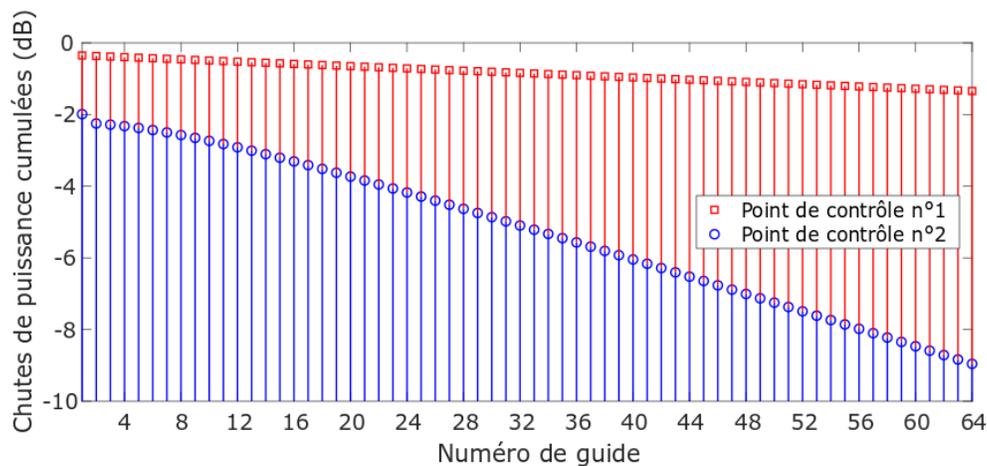


Figure IV-15 : Chutes de puissance optique cumulées dans les 64 guides aux points de contrôle n°1 et n°2.

Sur le point de contrôle n°2, l'évolution de la puissance en fonction du guide n'est plus linéaire car elle est principalement due aux courbures en « S ». La non-linéarité est d'autant plus évidente pour les premiers guides sources (aux extrémités) où les chemins sont aussi les plus courts. Pour les guides sources plus centraux, les chemins des courbes en « S » sont rallongés et tendent à évoluer vers le comportement d'un guide droit comme observé sur la Figure IV-15 pour les numéros de guides sources proche de 64.

#### IV.5.2.3 Point de contrôle n°3

Au-delà du point de contrôle n°2, le signal traverse l'arbre de divisions de guides. La puissance est répartie uniformément dans chacun des guides ramifiés. Chacun reçoit donc  $1/64^e$  de la puissance optique guidée à l'entrée. Cela représente une chute de puissance de  $-18,06$  dB sur chaque chemin. Ce cas ne correspond pas à une perte de puissance globale, mais uniquement à la répartition de la puissance dans les guides ramifiés. D'autre part, au regard des simulations numériques effectuées au Chapitre III, une perte  $\alpha_{MMI} = 0,09$  dB/MMI est estimée pour chaque franchissement d'un MMI, soit  $0,54$  dB sur l'ensemble des six MMIs traversés pour chaque chemin. Comme précédemment, les pertes par courbures dans les guides en « S » liant chaque MMI sont négligées. Cela permet de ne considérer que les pertes de propagation sur le chemin calculé grâce à l'équation (IV-4). La puissance restante au point de contrôle n°3 s'écrit :

$$\Delta P_{m;3} = \Delta P_{m;2} - \left[ 6 \alpha_{MMI} - 10 \log_{10}(0,5^6) + \alpha_{p_{400}} \sum_{i=1}^6 L_{S;i} \right] \quad (IV-7)$$

Avec  $L_{S;i}$  la longueur totale de la courbure en « S » entre les étages de division  $i$  et  $i+1$  de l'arbre de division. Le terme  $10 \log_{10}(0,5^6)$  correspond à la chute de puissance occasionnée par les divisions équilibrées successives, mais ne constitue pas une perte optique à l'échelle du DPE.

Les chutes de puissance sont à présent calculées sur l'ensemble des 4096 guides ramifiés à partir des 64 guides sources du bloc d'adressage. Les guides sont numérotés sur l'axe des abscisses selon la nomenclature définie sur la Figure IV-16.

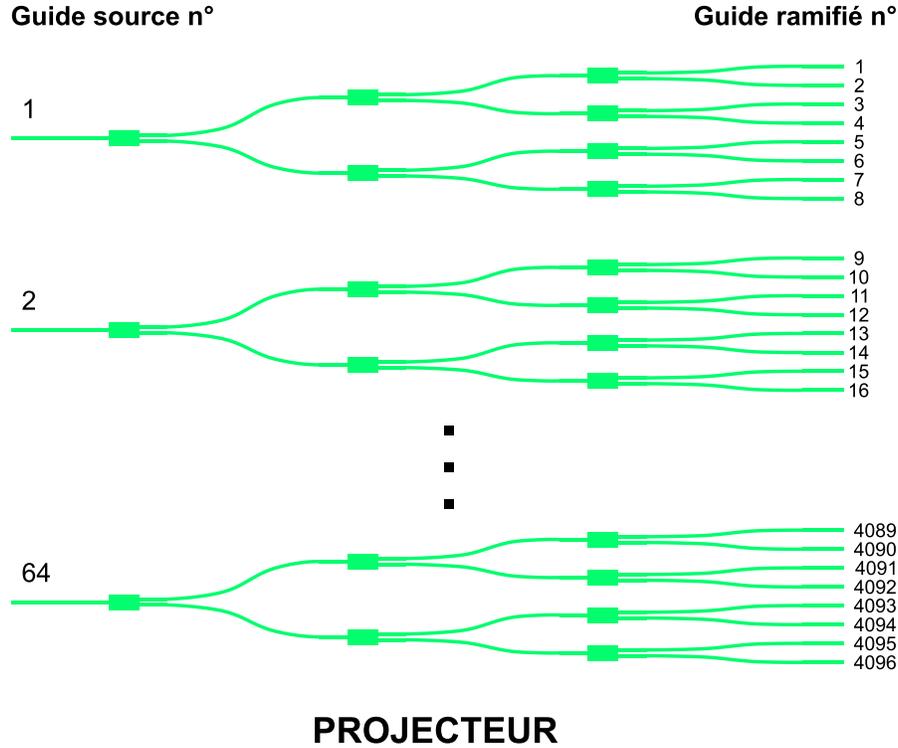


Figure IV-16 : Illustration de la nomenclature des guides pour la représentation des chutes de puissance sur l'ensemble des guides d'onde formant le bloc d'adressage.

#### IV.5.2.4 Point de contrôle n°4

Entre les points de contrôle n°3 et n°4, les pertes optiques sont majoritairement dues à la propagation et aux croisements multiniveaux. Le calcul des pertes est assez complexe car il faut tenir compte de chacun des 4096 chemins possibles de chaque bloc d'adressage. En effet, suivant la position au sein du groupe de 64 guides ramifiés, et suivant la position du guide source au sein du bloc d'adressage, la longueur du chemin ainsi que le nombre de guides croisés varient fortement. La longueur de chaque guide ainsi que le nombre de croisements multiniveaux présents sur son trajet doivent être calculés avec la plus grande attention. En outre, il convient d'identifier tous les angles de croisements possibles et de dénombrer exactement le nombre de croisements pour chacun de ces angles. Enfin, il faut également considérer la largeur du guide croisé (370 nm, 380 nm, 390 nm ou 400 nm) en différenciant le guide d'injection du guide croisé. Il existe en effet une non-réciprocité entre les guides croisés suivant le guide d'injection choisi. Si l'on prend l'exemple d'un guide de largeur 370 nm en croisant un autre de largeur 400 nm, les pertes sont plus élevées si la lumière est injectée dans le guide de largeur 370 nm car le taux de confinement du mode est plus faible. Ainsi, pour chaque guide, le calcul de pertes de puissance s'écrit :

$$\Delta P_{k,m;4} = \Delta P_{m;3} - [A_{p_{k,m}} + A_{crois_{k,m}} + A_c + \alpha_e] \quad (IV-8)$$

Où le terme  $A_{p_{k,m}}$  représente les pertes totales par propagation linéique dans le guide droit ramifié à la position  $k$  et venant du guide source  $m$ , avant et après le virage à  $90^\circ$  par lequel le guide est positionné dans la distribution dense. En suivant la même logique pour les indices  $k$  et  $m$ ,  $A_{crois_{k,m}}$

représente les pertes dues à l'ensemble des croisements rencontrés par le guide  $k$  du groupe source  $m$ . Pour cela, il convient de recenser tous les croisements présents sur chaque chemin, en tenant compte des angles de croisements et des largeurs respectives des guides croisés ; ce calcul, complexe étant donnée la densité du circuit, a été effectué grâce au logiciel Matlab. Le terme  $A_c$  se réfère aux pertes totales par courbures entre les points de contrôle n°3 et n°4 et s'écrit :

$$A_c = \alpha_{c_{20;300}} + \alpha_{c_{40;l_g}} \quad (IV-9)$$

Où  $\alpha_{c_{20;300}}$  représente les pertes optiques au passage du virage à  $90^\circ$  après ramification des guides, avec un rayon de courbure minimal de  $20 \mu\text{m}$  et une largeur de guide de  $300 \text{ nm}$ . Le terme  $\alpha_{c_{40;l_g}}$  représente les pertes optiques au franchissement du dernier virage à  $90^\circ$  avant d'entrer sur le projecteur, d'un rayon de courbure minimal de  $40 \mu\text{m}$  et d'une largeur de guide  $l_g$ . Enfin, le terme  $A_{p_{k;m}}$  s'écrit :

$$A_{p_{k;m}} = \alpha_{p_{400}} L_{k;m_{400}} + \alpha_{p_{l_g}} L_{k;m_{l_g}} \quad (IV-10)$$

Avec  $L_{k;m_{400}}$  la longueur du guide droit de largeur  $400 \text{ nm}$ , appartenant au groupe de guide  $k$  et émergeant à la position  $m$  ;  $L_{k;m_{l_g}}$  la longueur du guide droit après adressage dans la distribution dense et de largeur  $l_g = \{400 \text{ nm}; 370 \text{ nm}; 390 \text{ nm}; 380 \text{ nm}\}$ .

Les chutes de puissance cumulées dans les 4096 chemins du circuit sont représentées aux quatre points de contrôle sur la Figure IV-17.

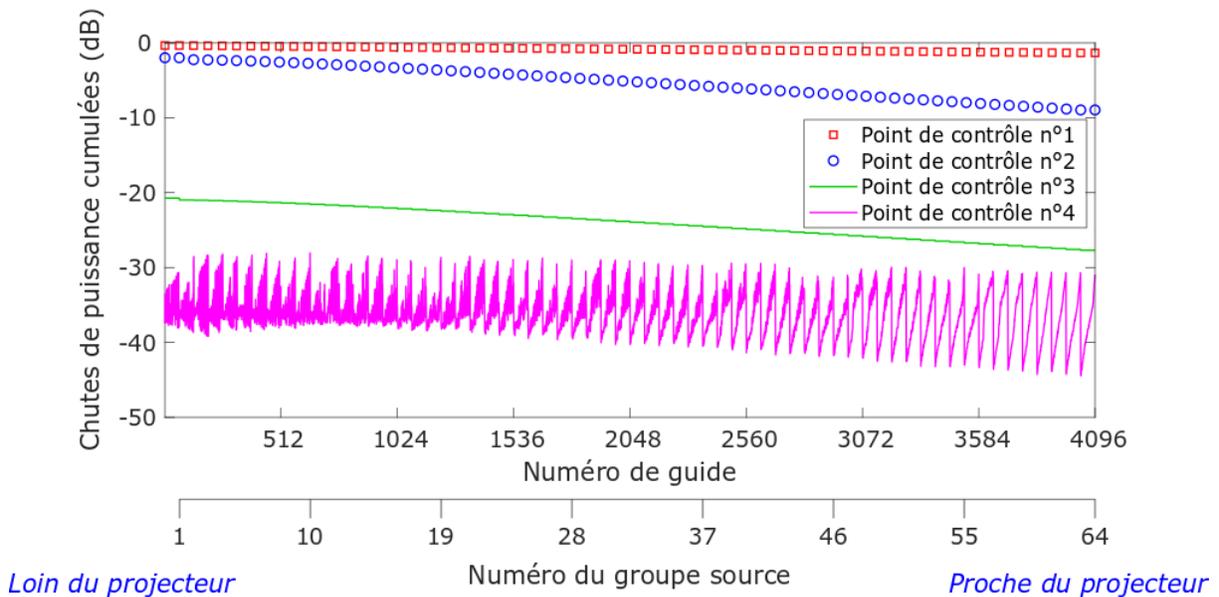


Figure IV-17 : Puissance optique estimée (en dBm) dans les 4096 guides du bloc n°2 sur l'ensemble des quatre points de contrôle.

Entre les points de contrôle n°2 et n°3, seul l'arbre de division introduit des chutes de puissance qui se répercutent sur tous les guides ramifiés. Les écarts de puissance entre les guides ne sont donc pas affectés entre les points de contrôle n°2 et n°3. À l'inverse, de fortes disparités de

puissance entre les guides sont constatées au niveau du point de contrôle n°4 ; elles sont principalement dues aux pertes de propagation et aux croisements multiniveaux. La courbe violette de la Figure IV-17 présente globalement de plus grands écarts de puissance sur les groupes source les plus proches du projecteur, car c'est à ce niveau du circuit que les différences de chemin optique et de croisements sont les plus marqués entre le guide le plus court et le guide le plus long. Les périodicités (visibles notamment pour les numéros de guides proches de 4096) mettent en évidence les différents groupes sources.

Cette courbe en sortie du point de contrôle n°4 illustre la répartition de puissance que l'on retrouve en entrée du projecteur sur l'ensemble des 4096 guides formés par le bloc d'adressage. Le résultat pour le groupe donnant la plus grande disparité de puissance est représenté sur la Figure IV-18 (a) : il s'agit du groupe source n° 61. Les niveaux de puissance en entrée de la zone de projection sont montrés sur une échelle de 1 à 8192 pour mettre en évidence la puissance transportée par les 64 guides dans la zone du projecteur. Une représentation visuelle d'une possible DPE formée avec ce groupe de guides est montrée sur la Figure IV-18 (b).

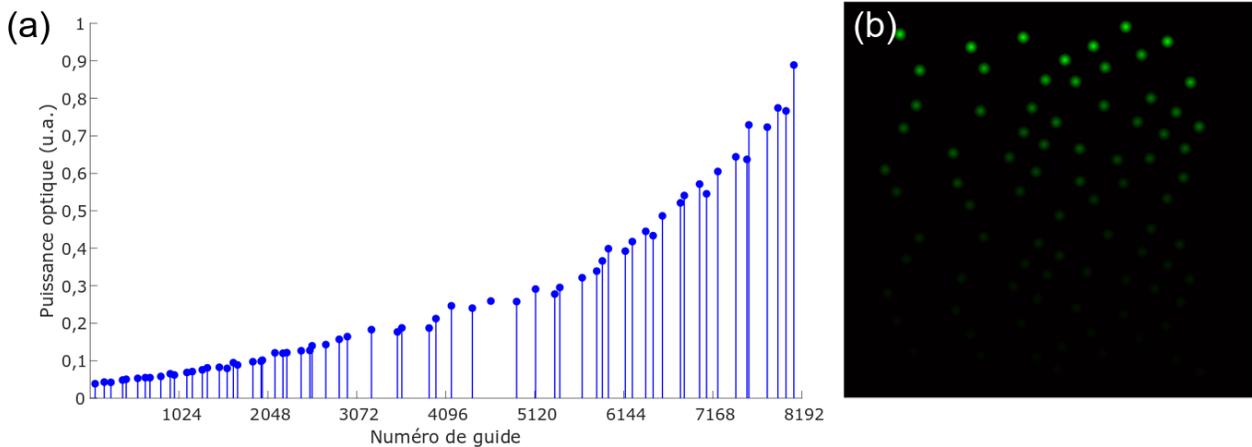


Figure IV-18 : Puissance optique estimée en fonction du numéro de guide dans le cas du groupe présentant la plus forte disparité de puissance, et (b) représentation visuelle d'un échantillon de la DPE associée au groupe de guides.

On observe sur la figure une écarts de puissance assez conséquente, atteignant au maximum 13,6 dB pour le groupe source n°61 suivant la notation de la Figure IV-8. La représentation visuelle d'une possible DPE générée par ce groupe de guide montre une rapide atténuation de la luminosité, ayant pour effet de dégrader la qualité du spel projeté. Les plus faibles disparités de puissance sont estimées à environ 5,6 dB et correspondent au groupe source n°11.

Ces disparités sont évidemment problématiques pour la performance du dispositif de réalité augmentée visé. Une solution de rééquilibrage des puissances est proposée dans la section qui suit.

### IV.5.3 Rééquilibrage des puissances de sortie

#### IV.5.3.1 Description du calcul

Une solution pour compenser les disparités de puissance observées sur la Figure IV-18 (a) est de reconfigurer les arbres de divisions de guides de manière à déséquilibrer la répartition de puissance dans les 64 guides d'onde ramifiés. L'idée est donc de coupler davantage de lumière sur le chemin ayant les plus fortes pertes et moins de lumière sur le chemin où il y a le moins de pertes. Le déséquilibre introduit dans l'arbre de divisions doit permettre de contrebalancer les disparités de puissance introduites au sein de chaque groupe de guide entre les points de contrôle n°3 et n°4. Pour créer ce déséquilibre, les MMIs sont remplacés par des coupleurs directionnels pour assurer les divisions dans l'arbre. L'intérêt est de permettre de coupler une quantité spécifique de puissance lumineuse dans les bras de sortie en ne modulant que leur longueur.

Le déséquilibre de l'arbre de divisions se fait en attribuant un taux de couplage spécifique à chaque diviseur de l'arbre, et en calculant de manière itérative les taux à appliquer en posant des relations d'égalité sur les puissances de sortie. Je note  $\gamma_{m,n}$  le taux de couplage appliqué au diviseur  $m$  de l'étage de division  $n$ , en comptant  $n = 1$  comme le premier étage de division. Sur chaque étage, les diviseurs  $m$  sont numérotés de haut en bas par ordre croissant. Pour des raisons de simplicité, le procédé de calcul est explicité ici en prenant l'exemple d'un diviseur à trois étages de division et débouchant sur huit guides de sortie, tel que montré sur la Figure IV-19.

Les diviseurs sont optimisés itérativement, en commençant par le dernier étage de division et en terminant par le premier. Dans l'exemple donné sur la Figure IV-19, le diviseur de l'étage 3 fournissant les puissances  $P_1$  et  $P_2$  à l'entrée du projecteur est tout d'abord optimisé. En considérant une puissance intermédiaire  $P_{0_3}$  à l'entrée du dernier diviseur, j'impose l'égalité  $P_1 = P_2$  sur l'entrée du projecteur (point de contrôle n°4) après que le mode ait accumulé les pertes optiques  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  respectivement pour les guides de sortie n°1 et n°2, entre la sortie de l'arbre de division et l'entrée du projecteur. L'égalité entre  $P_1$  et  $P_2$  peut s'exprimer par le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} P_1 = \alpha_1 P'_1 = \gamma_{1;3} \alpha_1 P_{0_3} \\ P_2 = \alpha_2 P'_2 = (1 - \gamma_{1;3}) \alpha_2 P_{0_3} \end{cases} \quad (\text{IV-11})$$

Ce qui permet de déduire :

$$\gamma_{1;3} = \frac{\alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2} \quad (\text{IV-12})$$

Cette formule est utilisée pour tous les diviseurs du dernier étage. À l'étape suivante, je répète le même calcul à partir du diviseur de l'étage 2 (étage N-1 pour un arbre avec N étages de division). Au niveau du deuxième étage, une condition d'égalité peut être posée sur  $P_1$  et  $P_3$  (comme indiqué par les flèches bleues dans l'encadré rouge de la Figure IV-19 (b), ce qui implique que :

$$\begin{cases} P_1 = \gamma_{1;2} \gamma_{1;3} \alpha_1 P_{0_3} \\ P_3 = (1 - \gamma_{1;2}) \gamma_{2;3} \alpha_3 P_{0_3} \end{cases} \quad (\text{IV-13})$$

Ce qui permet de déduire que :

$$\gamma_{1;2} = \frac{\gamma_{2;3} \alpha_3}{\gamma_{1;3} \alpha_1 + \gamma_{2;3} \alpha_3} \quad (\text{IV-14})$$

Ce procédé de calcul est répété jusqu'à englober le premier étage de division encadré en noir sur le schéma de la Figure IV-19. Pour celui-ci, le terme de déséquilibre s'écrit :

$$\gamma_{1;1} = \frac{\gamma_{2;2} \gamma_{3;3} \alpha_5}{\gamma_{1;3} \gamma_{2;3} \alpha_1 + \gamma_{2;2} \gamma_{3;3} \alpha_5} \quad (\text{IV-15})$$

L'avantage de ce calcul est qu'il permet, en théorie, un rééquilibrage parfait de la répartition de puissance en entrée du projecteur ; ce qui permettrait aussi d'homogénéiser la puissance optique dans l'ensemble des guides adressant le projecteur, comme montré sur la Figure IV-20.

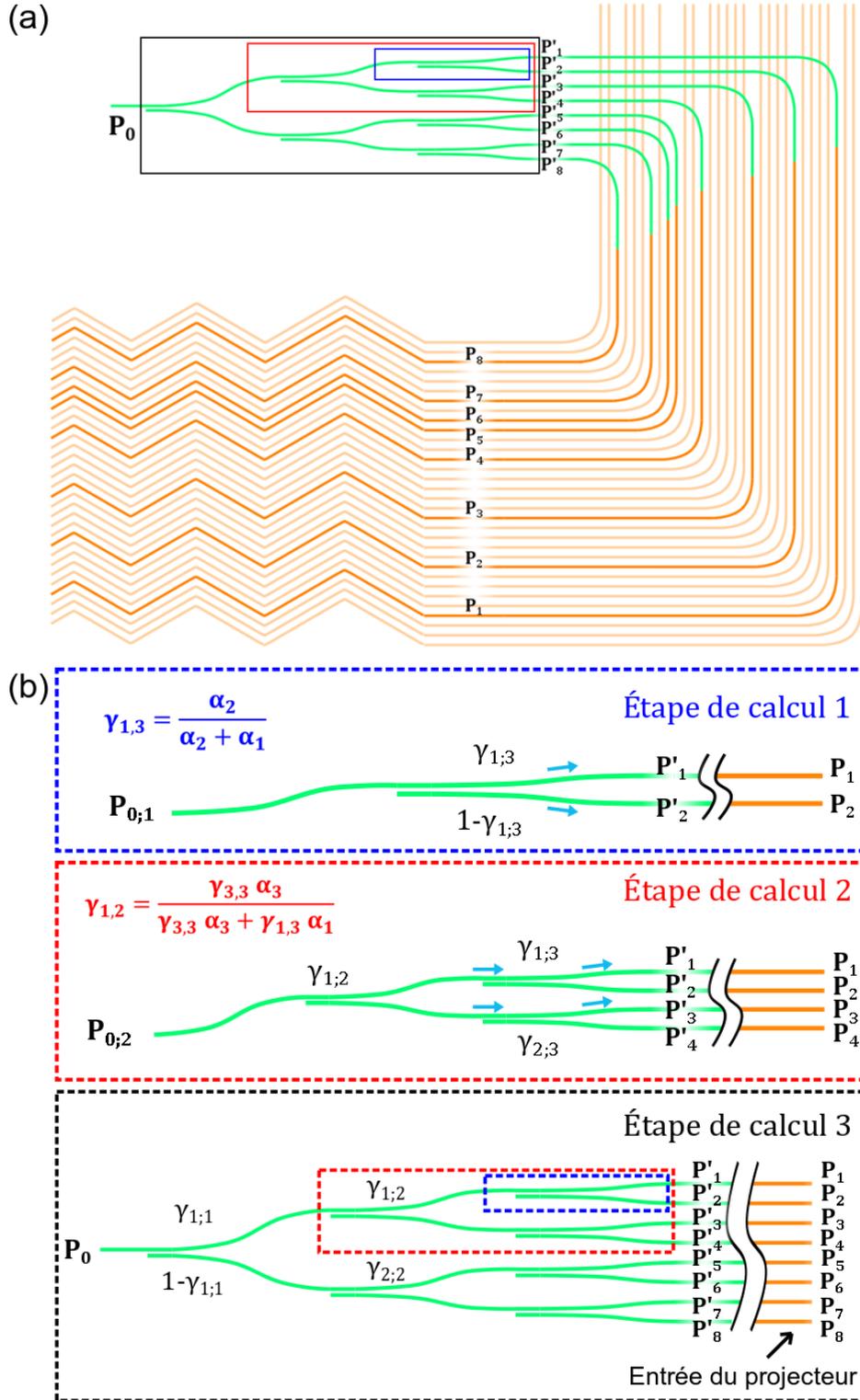


Figure IV-19 : (a) Schéma d'un échantillon d'architecture de routage comprenant une division de 1 vers 8 guides. (b) Illustration des différentes étapes du procédé de calcul de déséquilibre de l'arbre de division.

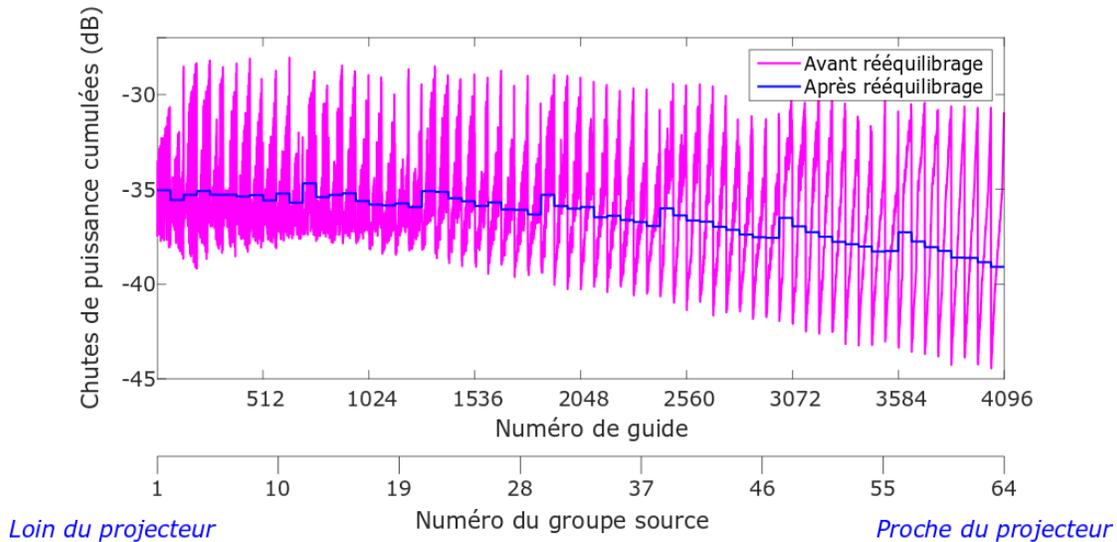


Figure IV-20 : Comparaison des puissances optiques restantes estimées à l'entrée du projecteur (point de contrôle n°4) avant et après rééquilibrage de la puissance dans le projecteur.

Le déséquilibre a un effet significatif sur la correction des disparités de puissance observées avec un arbre équilibré. Chaque plateau observé correspond à un groupe de 64 guides sur lequel l'écart de puissance a été annulé. En revanche, cette opération a tendance à abaisser le niveau global de puissance contenue dans les groupes de 64 guides d'onde. Cela s'explique par le fait que davantage de lumière est sacrifiée vers les chemins ayant le plus de pertes, ce qui provoque une augmentation globale des pertes optiques. Par exemple, pour le cas du groupe source présentant le plus d'écarts de puissance, le niveau de puissance moyenne sur l'ensemble du groupe avant rééquilibrage vaut  $-35,88$  dBm ( $\sim 259 \mu\text{W}$ ) si l'on considère qu'une puissance de 0 dBm (1 mW) est injectée dans le guide source. Sur le même groupe, la puissance moyenne après rééquilibrage vaut  $-38,57$  dBm ( $\sim 139 \mu\text{W}$ ), ce qui représente une perte de 2,69 dB.

En outre, on observe sur la courbe bleue de la Figure IV-20 que le niveau de puissance n'est pas identique pour tous les groupes de guides, même après rééquilibrage de chacune d'eux. Cela peut s'expliquer par le fait que les écarts de puissance sont propres à chaque groupe de guide, à cause de la différence dans la longueur des chemins optiques et dans le nombre de croisements rencontrés par les guides ramifiés selon la position du groupe source. Cela implique que le rééquilibrage doit être propre à chaque groupe source.

La Figure IV-21 (b) donne un aperçu visuel d'un échantillon de DPE obtenu à partir des données de la Figure IV-21 (a), en comparant le cas de l'arbre déséquilibré avec celui de l'arbre équilibré présenté sur la Figure IV-18. Le rendu visuel est ici présenté avec une échelle de couleur caractérisant la luminosité de la DPE.

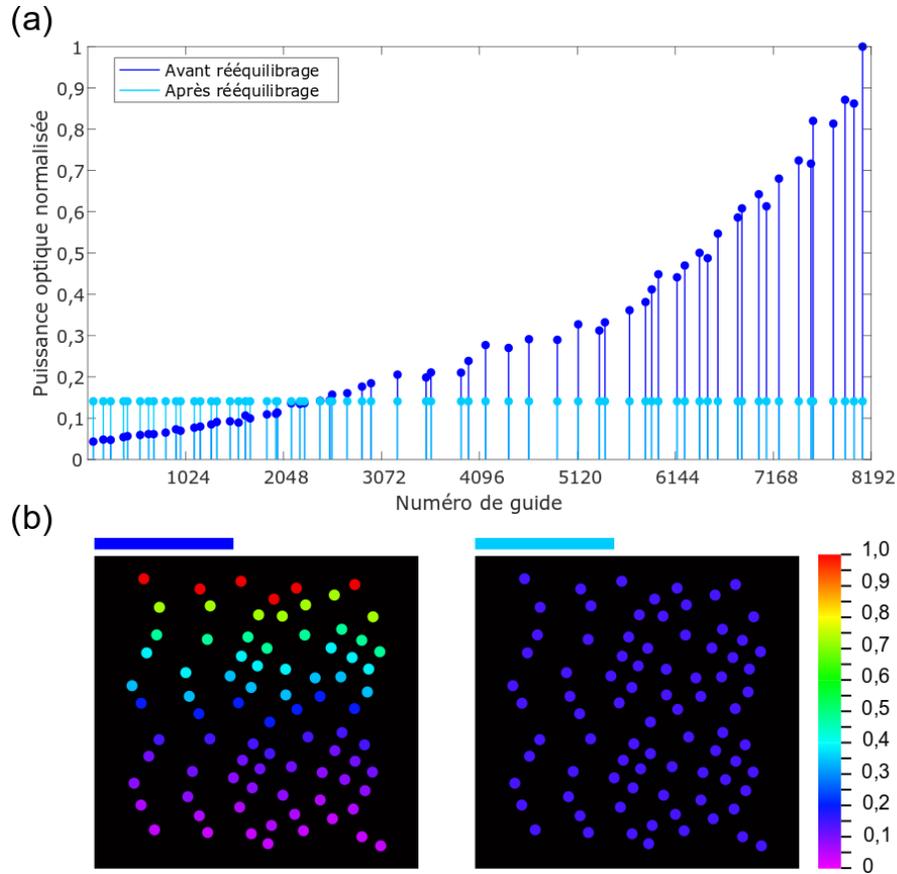


Figure IV-21 : (a) Puissance optique à l'entrée du projecteur tracée en échelle linéaire en fonction du numéro de guide avant et après rééquilibrage de la puissance dans le projecteur. (b) représentations visuelles, en échelles de couleurs, correspondant aux deux cas cités.

La DPE rééquilibrée donne des niveaux de puissance très faibles par rapport au point d'émission le plus lumineux obtenu dans la DPE déséquilibrée, à peine 15 %. La solution la plus simple est d'augmenter la puissance optique couplée en entrée du circuit de routage. Cela conduit notamment aux écarts de puissance observés entre les différents plateaux sur la Figure IV-20, qui s'élèvent à environ 4 dB. Afin d'obtenir l'image la plus homogène possible, une solution pourrait être de rendre les 128 entrées principales indépendantes l'une de l'autre, en les alimentant par 128 sources indépendantes. Toutefois, cela nécessiterait un total d'au moins 129 plots de contacts électriques, ce qui représenterait une surface supérieure à  $1,5 \text{ cm}^2$ . Grouper plusieurs sources sur le même contact électrique est un moyen de réduire le nombre de plots de contact nécessaire. Par exemple on pourrait imaginer grouper par deux ou par quatre les sources dont les puissances moyennes de DPE diffèrent le moins.

Le calcul de rééquilibrage qui vient d'être présenté permet non seulement d'uniformiser la puissance en sortie, mais peut aussi s'adapter à diverses figures mérites. Par exemple, il serait tout à fait envisageable de former une distribution gaussienne centrée sur la zone de projection. Il suffirait d'adapter les conditions initiales sur les puissances en entrée du projecteur avec le profil d'une distribution gaussienne.

Le calcul des chutes de puissance et de rééquilibrage permet d'estimer le rendement énergétique du démonstrateur (sans prendre en compte le rendement des modules d'extraction). Avant rééquilibrage, les pertes optiques sont estimées à environ 17,8 dB (~ 98,3 %) au niveau du groupe source n°61 (le pire cas). Les pertes sur le même groupe après rééquilibrage valent environ 20,5 dB (~ 99,1 %). Cela équivaut à un rendement d'environ 1 % ; par exemple si l'on souhaitait émettre une puissance optique de 10  $\mu$ W pour chaque DPE, cela impliquerait d'injecter au plus 2,2 mW sur les guides sources en supposant que les coupleurs d'entrée ont une efficacité d'insertion proche de -3 dB.

#### IV.5.3.2 Dessin des diviseurs de rééquilibrage

Étant donné que le calcul de rééquilibrage n'a pu être effectué qu'à un stade proche de l'échéance de l'envoi du dessin de masque, une solution plus rapide et efficace a été de remplacer les MMI par des coupleurs directionnels dont la longueur permet d'atteindre le taux de couplage souhaité. Une des contraintes liées à l'introduction d'un nouveau composant de division à un stade avancé de la conception est qu'il doit occuper sensiblement la même surface que le MMI. Il est donc important que le coupleur ait une longueur inférieure ou égale à celle du MMI soit 23,4  $\mu$ m en tenant compte du bloc central et des longueurs d'élargissement/rétrécissement des guides d'entrée et de sortie.

D'autre part, le coupleur doit avoir une compacité latérale semblable à celle du MMI afin de ne pas changer la disposition des micro-piliers<sup>9</sup> par rapport à ceux déjà positionnés sur le dessin de masque comprenant les MMI. Autrement dit, les coupleurs directionnels doivent avoir une largeur maximale de 1,4  $\mu$ m et une longueur maximale de 22  $\mu$ m pour se conformer aux dimensions des MMI. Il faut donc choisir l'écart entre les bras du coupleur de sorte que la longueur de couplage soit inférieure à 22  $\mu$ m. Afin de minimiser ces contraintes sur le dessin, un taux de couplage maximal de 50 % est imposé. Si un taux de couplage supérieur, par exemple 80 %, s'avère nécessaire sur un diviseur, les positions du guide d'injection et du guide couplé sont inversées de sorte qu'un couplage de 20 % soit suffisant. Les coupleurs les plus longs seront donc ceux dont le taux de couplage avoisine 50 %. Un coupleur composé de guides identiques de largeur 400 nm et éloignés de 600 nm centre-à-centre permet non seulement de limiter l'espace latéral à la valeur requise, mais aussi de maintenir la longueur de couplage maximal en-deçà de 22  $\mu$ m, comme montré sur la Figure IV-22.

---

<sup>9</sup> Des micro-piliers sont répartis périodiquement tout autour des circuits photoniques. Ceux-ci servent à homogénéiser l'état de surface de la structure après le dépôt de la couche d'encapsulation et du polissage mécano-chimique qui y est appliqué. Leur intérêt sera abordé plus en détails au cours du chapitre suivant.

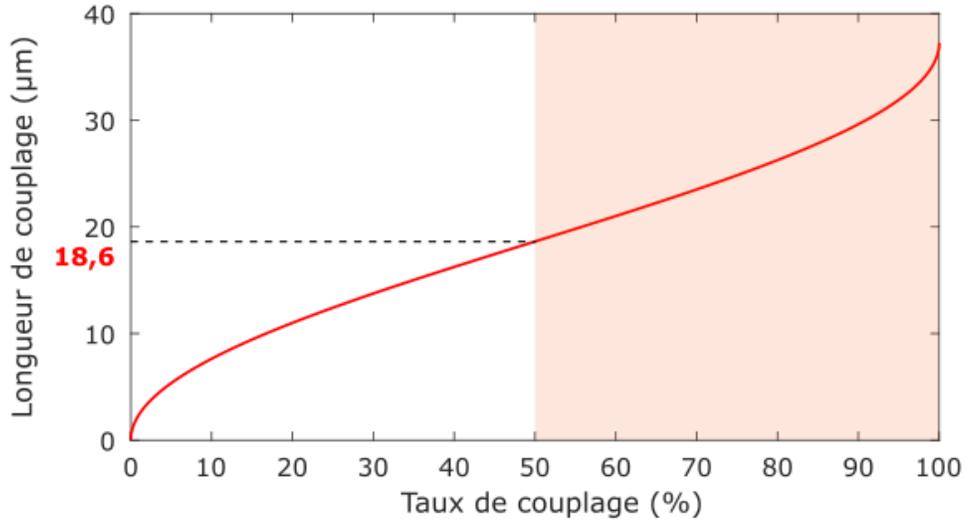


Figure IV-22 : Longueur de couplage en fonction du taux de couplage pour la polarisation TM.

Le dessin du coupleur directionnel servant à réajuster les disparités de puissance sur le projecteur est montré sur la Figure IV-23.

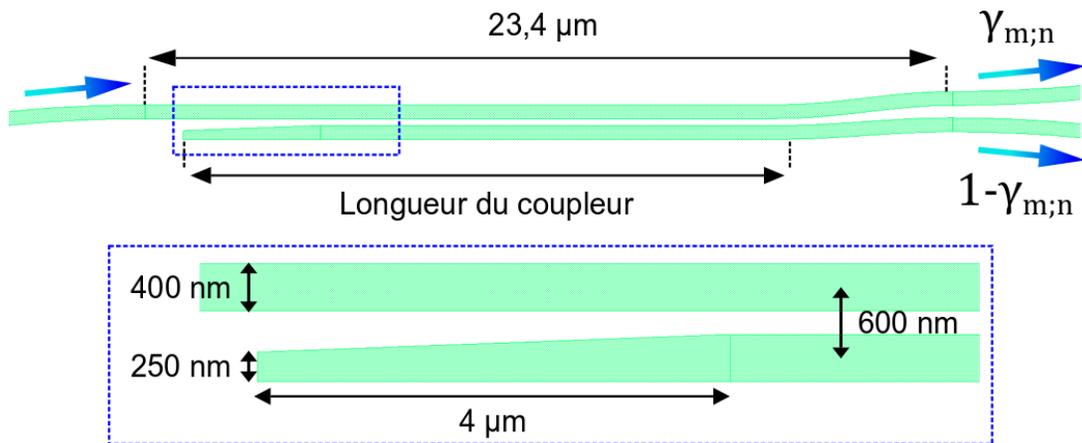


Figure IV-23 : Dessin du coupleur directionnel servant à déséquilibrer la répartition de puissance optique dans l'arbre de divisions pour rééquilibrer les disparités de puissance sur le projecteur.

Afin d'éviter une perturbation trop importante du mode guidé lors du franchissement du coupleur, une transition adiabatique a été rajoutée sur l'extrémité du guide couplé, sous la forme d'une pointe asymétrique de longueur  $4\ \mu\text{m}$  et de largeur minimale  $250\ \text{nm}$  conformément à la résolution limite accessible sur le masque de photolithographie.

## IV.6 Estimation de la robustesse

Jusqu'ici, les performances du circuit ont été estimées à partir d'un schéma de circuit idéal où les dimensions des guides, les écarts inter-guides et les paramètres optiques des matériaux sont supposés parfaitement maîtrisés. Cependant, plusieurs aléas dus au procédé de fabrication peuvent affecter la performance réelle du circuit. Les plus fréquents d'entre eux sont : la rugosité induite sur les flancs des composants du circuit, la surgravure et de possibles écarts sur les épaisseurs des couches déposées. Les effets de ces trois types d'aléas sur la performance du circuit rééquilibré sont étudiés en détails dans les trois sous-sections qui suivent.

### IV.6.1 Effet de la rugosité des flancs

Comme abordé au Chapitre II, les rugosités sur les flancs des guides sont considérées en grande partie responsables des pertes de propagation linéiques. Dans la partie précédente, j'ai estimé les performances avec l'hypothèse de pertes de propagation de 5 dB/cm en polarisation TM sur des guides de largeur 400 nm, ce qui est relativement proche de l'état de l'art pour la photonique en SiN à 532 nm de longueur d'onde. Cette valeur correspond également à l'estimation de pertes de propagation présentée sur la Figure II-9. Les mesures de rugosité dont je disposais au moment de réaliser l'estimation de la robustesse sont celles d'un lot de circuits photoniques dessinés et fabriqués antérieurement à mon travail de thèse. Il comportait une couche SiN d'indice 2,03 avec une rugosité (LER) d'environ 4,8 nm. Combiné à une surgravure d'environ 30 nm sur les guides, les pertes de propagation mesurées à 519 nm de longueur d'onde étaient de l'ordre de 14 dB/cm. Ces pertes élevées avaient donc conduit à envisager un nouveau type de dépôt pour le lot photonique de cette thèse. Cependant, les rugosités étant fortement liées à la qualité de la couche et à la méthode de gravure employées, il était difficile de prédire par avance leur nouvelle valeur.

Pour estimer l'influence de la rugosité des flancs sur la performance globale du dispositif, je me suis basé sur le modèle de Payne et Lacey [6] présenté dans la partie II.1.3.2 pour estimer les pertes de propagation en fonction du LER. L'équation (II-21) est implémentée pour représenter l'évolution de ces pertes en fonction du LER pour les différentes largeurs de guides rencontrées dans le circuit (voir Figure IV-24).

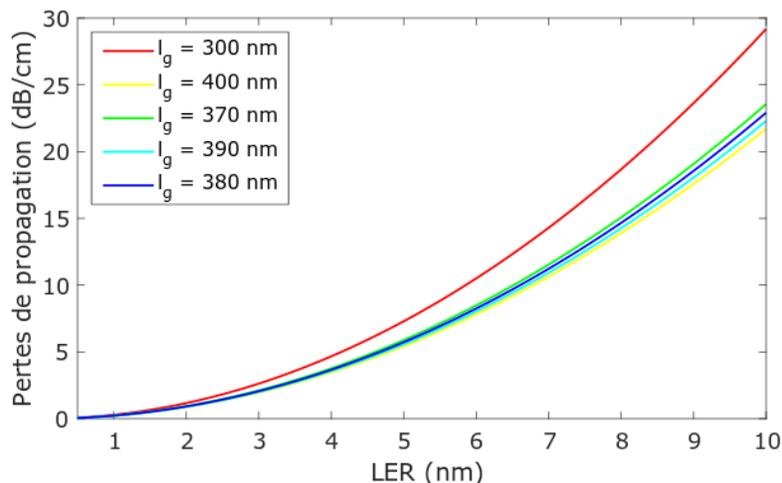


Figure IV-24 : Pertes de propagation en fonction du LER à la longueur d'onde de 532 nm pour des guides d'onde de largeurs 300 nm, 400 nm, 370 nm, 390 nm et 380 nm.

Le LER a un impact relativement conséquent sur les pertes de propagation. En effet, l'équation (II-21) fait figurer une dépendance quadratique en fonction du LER des pertes de propagation.

Les rugosités des flancs de guides peuvent avoir un effet non-négligeable sur les écarts de puissance. Pour des raisons de simplicité, l'effet des rugosités sur les fonctions de divisions de puissances et sur les croisements multiniveaux sont ici négligés. Le calcul de chutes de puissance présenté dans la section IV.5.3 est effectué en tenant compte de différentes valeurs de pertes par rugosité. Le résultat est présenté sur la Figure IV-25.

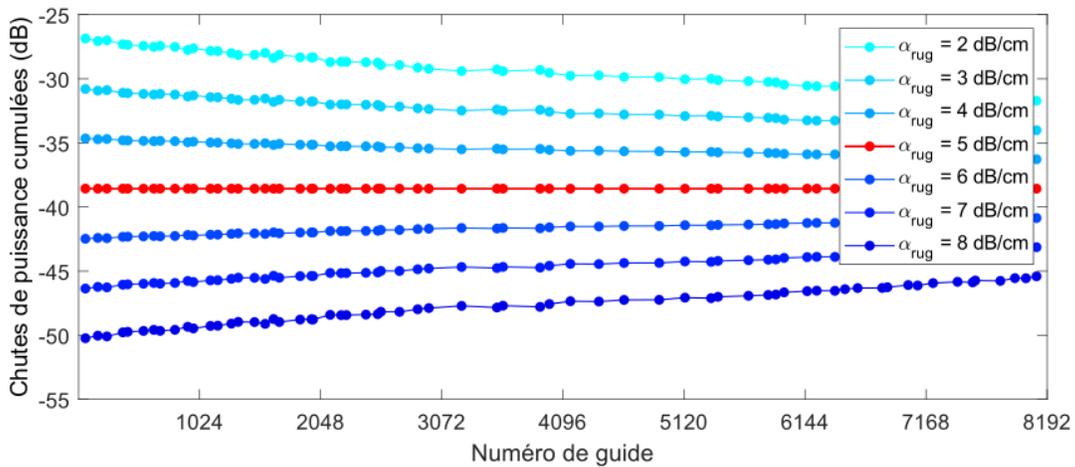


Figure IV-25 : Calcul des chutes de puissance en fonction des pertes de propagation engendrées par la rugosité. L'exemple montré ici correspond au bloc d'adressage n°2.

La courbe rouge représentée sur la Figure IV-25 est identique à celle de couleur cyan sur la Figure IV-21 (a) puisqu'elle correspond à la valeur de pertes par propagation estimée jusqu'alors (5 dB/cm). Pour cette valeur de perte, on retrouve une réponse en puissance optimisée et uniforme sur l'ensemble des guides. La figure montre clairement qu'une valeur différente de pertes de propagation provoque un déséquilibre de la puissance optique sur l'ensemble des guides du groupe. Logiquement, plus  $\alpha_{rug}$  est élevé, plus le niveau de puissance est bas (courbes bleues foncées). L'évolution des chutes de puissance moyennes sur le groupe de guides est assez conséquente : entre  $-29,3$  dB pour le cas à 2 dB/cm et  $-47,8$  dB pour le cas à 8 dB/cm. L'évolution est relativement linéaire avec un taux d'accroissement d'environ  $-3$  dBm pour chaque 1 dB/cm de pertes de propagation en plus. Au franchissement de l'optimum à 5 dB/cm, on constate une inversion du déséquilibre de puissance, pouvant s'expliquer par le déséquilibre appliqué sur les diviseurs. En effet, si les pertes optiques sont plus faibles que prévues, le chemin le plus long (à priori à plus fortes pertes) reçoit de l'arbre de division un excès de puissance optique par rapport au chemin le plus court. L'inverse se produit, lorsque les pertes de propagation linéiques sont plus fortes que prévues.

De manière générale, le circuit a une robustesse assez faible vis-à-vis des pertes de propagation. Ce ne sont pas tant les écarts de puissance, sinon la puissance moyenne qui est rapidement affectée, avec une variation  $\pm 3$  dB pour chaque dB/cm de pertes de propagation en plus ou en moins par rapport à la cible de 5 dB/cm. Dans tous les cas, cette estimation indique que le rendement pourrait facilement être amélioré en réduisant les pertes de propagation dans les guides d'onde.

## IV.6.2 Effet de la surgravure des guides

Lors d'un procédé de fabrication par photolithographie et gravure, il est fréquent que les dimensions des guides ne soient pas exactement respectées par rapport au dessin du masque. Dans la grande majorité des cas, ils sont sous-cotés plutôt que surcotés. Dans cette partie, seuls les effets de la surgravure conduisant à une perte de cote sont considérés.

Comme abordé dans la partie II.1.3.2, les dimensions des guides influent grandement sur les pertes de propagation linéiques. La réduction de la taille du guide implique aussi une réduction du taux de confinement du mode qui s'y propage, et donc une plus grande interaction de celui-ci avec la rugosité des flancs. Cela augmente les pertes de propagation linéiques, lesquelles sont de nouveau estimées ici sur la Figure IV-26 en fonction de la largeur des guides, à l'aide du modèle de Payne et Lacey. Dans toute cette section, je considérerai une surgravure allant de 0 nm à 40 nm, ce qui correspond à un intervalle typique pouvant être obtenu lors de la fabrication en salle blanche.

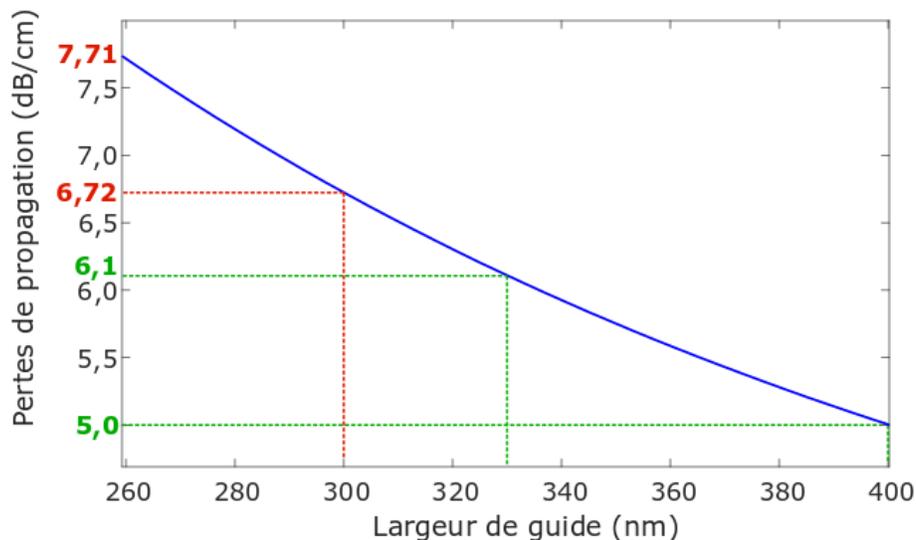


Figure IV-26 : Simulation des pertes de propagation linéiques en fonction de la largeur des guides en tenant compte d'un LER fixe de 4,8 nm.

Le modèle de Payne et Lacey permet d'estimer une variation de pertes de propagation d'environ 1,1 dB/cm sur l'ensemble des largeurs couvertes par la cellule à quatre guides. D'autre part, une variation de 0,9 dB/cm est à prévoir pour le guide monomode avec une surgravure allant jusqu'à 40 nm. Dans le Tableau IV-3 sont compilés les pertes de propagation attendues pour chaque largeur de guide pour une surgravure allant de 0 à 40 nm.

Tableau IV-3 : Intervalles de pertes de propagation prises individuellement sur les différentes largeurs de guides du circuit en fonction de la surgravure.

	Largeur (0 nm – 40 nm)	Pertes de propagation (dB/cm)
<b>Guide monomode</b>	300 nm – 260 nm	6,72 – 7,72
<b>Cellule 4 guides G1</b>	400 nm – 360 nm	5,0 – 5,59
<b>Cellule 4 guides G2</b>	370 nm – 330 nm	5,43 – 6,11
<b>Cellule 4 guides G3</b>	390 nm – 350 nm	5,14 – 5,75
<b>Cellule 4 guides G4</b>	380 nm – 340 nm	5,28 – 5,93

La perte de cote a également un effet non-négligeable sur le fonctionnement des coupleurs directionnels : la réduction du confinement du mode dans le guide provoque un couplage plus fort, ce qui réduit la longueur de couplage. La longueur des coupleurs n'est donc plus adaptée et le taux de couplage diminue. Au niveau des coupleurs inter-niveaux, cela engendre des pertes plus importantes mais ne change pas les disparités de puissance. En revanche, la surgravure sur les coupleurs formant l'arbre de divisions engendre un déséquilibre de la puissance répartie dans les guides ramifiés et donc des écarts de puissance au niveau du projecteur. Deux simulations en fonction de la surgravure des guides doivent alors être effectuées : d'une part le taux de couplage des diviseurs à écart inter-guide fixe de 600 nm, d'autre part le taux de couplage des coupleurs inter-niveaux à écart inter-niveaux fixe de 585 nm. Les résultats sont montrés sur la Figure IV-27 (a) et (b) pour les coupleurs inter-niveaux et les diviseurs respectivement.

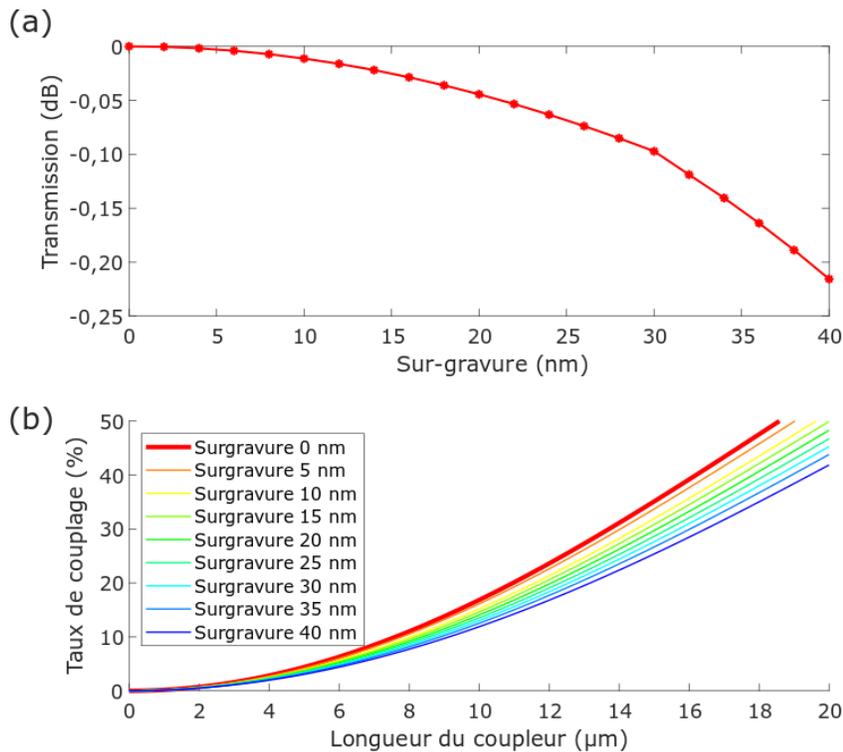


Figure IV-27 : (a) Simulation de la transmission du coupleur inter-niveau en fonction de la surgravure, avec une longueur fixe de 60 μm et un écart inter-niveaux constant de 585 nm. (b) Simulation du taux de couplage des diviseurs en fonction de la longueur du coupleur pour différents

états de surgravure des guides. Le cas optimal (non surgravé) est représenté par la courbe rouge épaisse.

Pour une surgravure de 40 nm, la transmission du coupleur inter-niveaux chute à environ  $-0,22$  dB ( $\sim 95$  %). La perte occasionnée est donc relativement raisonnable en dépit d'un taux de surgravure représentant plus de 13 % de la largeur cible du guide. Concernant les diviseurs, leur taux de couplage est d'autant plus affecté par la surgravure que la longueur de couplage est grande. Par exemple une longueur de coupleur de  $18,5$   $\mu\text{m}$  donne un taux de couplage de 50 % ( $\sim 3$  dB) dans le cas non surgravé, mais chute à un taux de 36,7 % ( $\sim 4,35$  dB) dans le cas d'une surgravure de 40 nm. Cela représente une perte de maximale d'environ 1,35 dB occasionnée par la surgravure sur les diviseurs.

Enfin, la perte de cote peut affecter les pertes par croisements multiniveaux. À cause d'un taux de confinement réduit dans les guides, une plus grande interaction du mode guidé avec le guide croisé est à prévoir, ce qui aura pour effet d'augmenter les pertes optiques. La Figure IV-28 montre l'évolution des pertes par croisements multiniveaux en fonction de la surgravure, en tenant compte de l'écart inter-niveau fixe de 585 nm défini pour la polarisation TM.

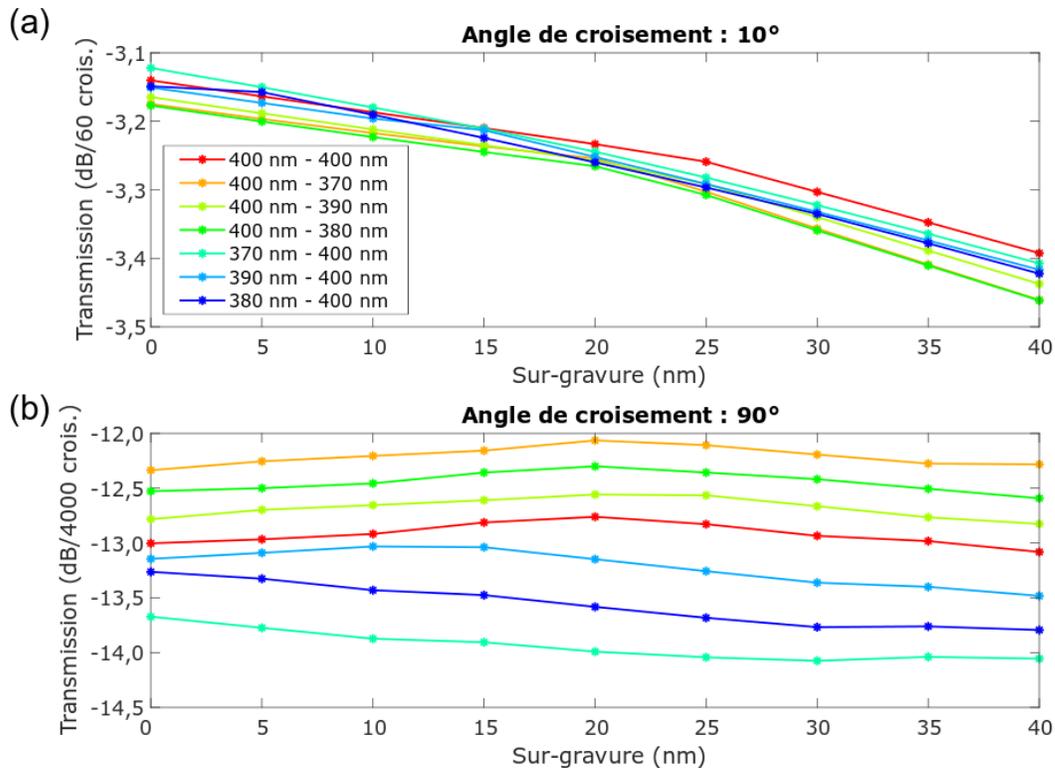


Figure IV-28 : Simulation des pertes par croisements multiniveaux en fonction de la surgravure des guides pour les différentes configurations de croisements possibles. Le résultat de transmission est montré en (a) pour 60 croisements à  $10^\circ$  et en (b) pour 4000 croisements à  $90^\circ$ .

Dans le schéma d'adressage choisi, les angles de croisement à  $90^\circ$  sont majoritaires par rapport aux angles rasants proches de  $10^\circ$ . Pour cette estimation de robustesse, j'ai fait le choix de représenter les pertes pour 60 croisements à  $10^\circ$  et 4000 croisements à  $90^\circ$ . Cela permet de donner

une idée des pertes engendrées au niveau du démonstrateur. Pour un angle de  $10^\circ$ , la surgravure ne semble pas provoquer de sérieuse augmentation des pertes optiques. Pour le total des 60 croisements à  $10^\circ$ , on trouve en moyenne un écart d'environ 0,29 dB entre le maximum et le minimum de pertes simulées. Pour les 4000 croisements à  $90^\circ$ , on obtient un écart de pertes par rapport à la moyenne d'environ 6,38 dB. Ce sont donc les croisements perpendiculaires, par leur grand nombre qui s'avèrent les plus impactant.

En considérant les différents éléments affectés par la surgravure, le calcul des chutes de puissance a été de nouveau effectué. Le résultat du calcul des écarts de puissance en fonction de la surgravure des guides est montré sur la Figure IV-29.

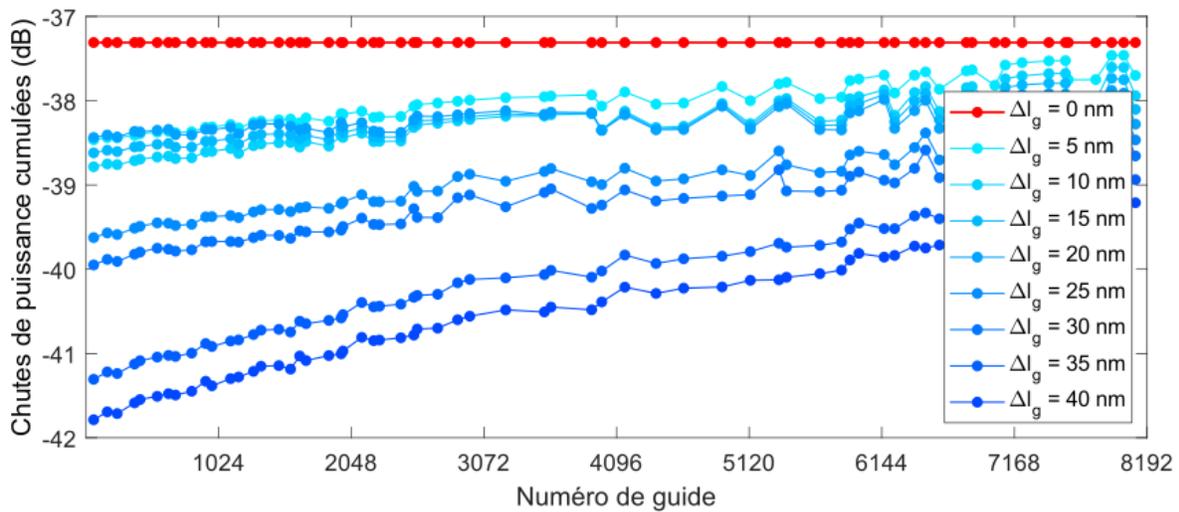


Figure IV-29 : Calcul des écarts de puissance sur le groupe source rééquilibré pris comme exemple sur la Figure IV-21.

Comme attendu, la surgravure provoque une baisse de la puissance moyenne transmise par le démonstrateur et une hausse des disparités de puissance entre les guides. Cela est principalement dû au déséquilibre occasionné sur les diviseurs, à l'augmentation des pertes liées aux croisements multiniveaux et à la baisse de la transmission des coupleurs inter-niveaux. Avec une surgravure de 40 nm, les chutes de puissance moyennes tombent environ à  $-40,5$  dB contre  $-37,3$  dB pour le cas non-surgravé. Cela implique de quasiment doubler la puissance optique à injecter dans le guide source par rapport au cas sans surgravure.

Toujours pour une surgravure de 40 nm, les écarts de puissance valent environ 2,6 dB pour l'exemple montré sur la Figure IV-29. Cependant, en considérant l'ensemble des 64 groupes du bloc d'adressage, des écarts de puissance jusqu'à environ 8 dB sont estimés.

### IV.6.3 Effet de l'écart inter-niveaux

Au cours de la fabrication, les épaisseurs des couches de matériaux peuvent présenter quelques écarts avec les valeurs ciblées. Des variations peuvent avoir lieu non seulement entre diverses plaques, mais aussi à l'échelle d'une plaque. Elles atteignent des valeurs typiques de quelques dizaines de nanomètres. Une variation d'épaisseur de couche, et notamment de diélectrique, impacte les fonctions multiniveaux. Le comportement de ces fonctions a donc été simulé par rapport à l'écart inter-niveaux, les résultats sont montrés respectivement sur la Figure IV-30 pour la transmission d'un coupleur multi-niveau et sur la Figure IV-31 pour les croisements.

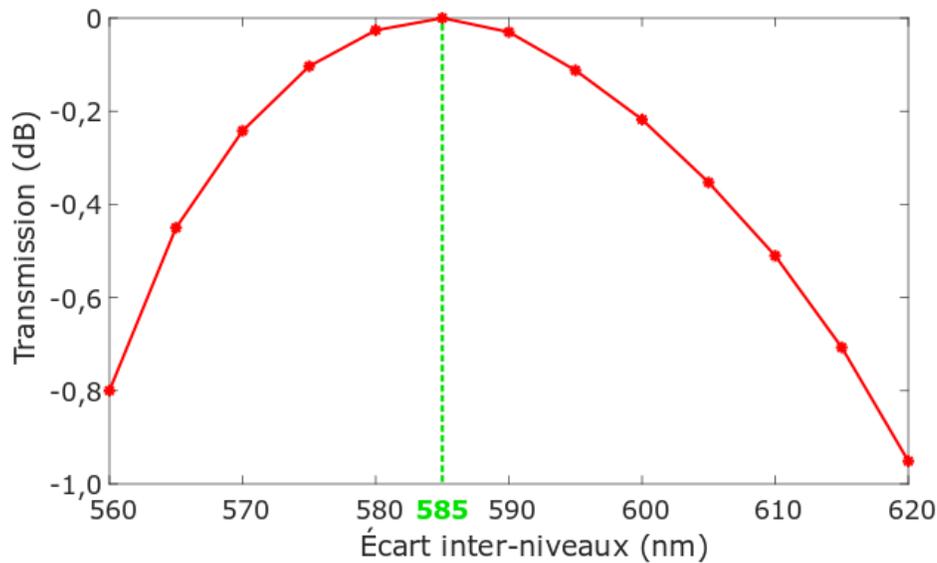


Figure IV-30 : Simulation du taux de couplage des coupleurs inter-niveaux en fonction de l'écart inter-niveaux.

L'étude de la transmission du coupleur inter-niveaux en fonction des variations d'écart inter-niveaux par rapport à la valeur cible de 585 nm montre une chute atteignant environ  $-0,95$  dB ( $\sim 19,7$  %) pour un excès de dépôt de  $\text{SiO}_2$  de 35 nm par rapport à la valeur cible. On observe une asymétrie du profil de transmission en fonction de l'écart inter-niveaux : les chutes de transmission sont plus importantes pour des écarts inter-guide plus faibles. Cela est dû à une augmentation de la fréquence de battement du mode couplé lorsque l'écart inter-niveaux diminue, conduisant à une augmentation non souhaitée du couplage. La sous-estimation de l'épaisseur de la couche de  $\text{SiO}_2$  constitue donc le cas le plus critique quant à la robustesse du coupleur inter-niveaux.

Les simulations en 3D-FDTD effectuées pour calculer les pertes par croisements multiniveaux présentées au précédent chapitre ont été reconduites ici pour estimer l'évolution de ces pertes en fonction d'une variation de l'épaisseur de silice déposée. Les résultats sont montrés sur la Figure IV-31.

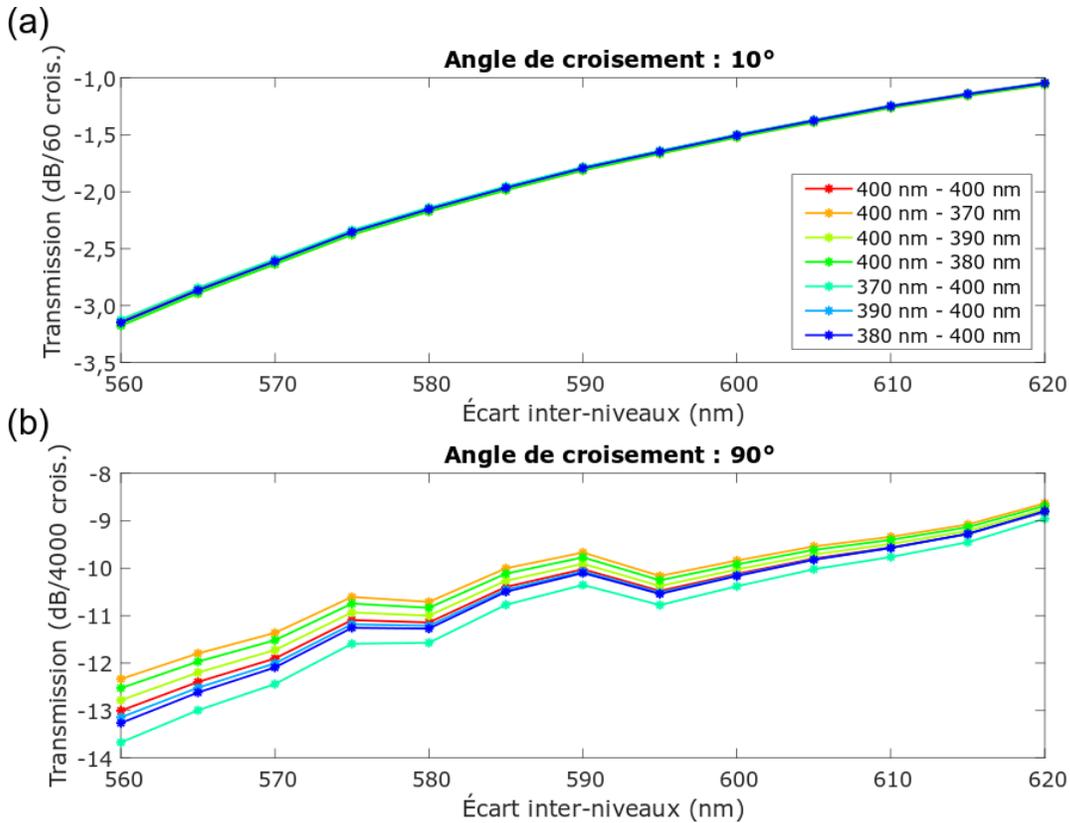


Figure IV-31 : Simulation des pertes par croisements multiniveaux en fonction de l'écart inter-niveaux. Le résultat de transmission est montré en (a) pour 60 croisements à 10° et en (b) pour 4000 croisements à 90°.

Les pertes par croisements multiniveaux évoluent généralement de manière assez régulière et monotone avec l'écart inter-niveaux. Dans le cas de 60 croisements à 10°, il existe une différence constante de 0,08 dB sur l'ensemble des écarts inter-niveaux simulés, entre la configuration de croisement donnant les pertes les plus faibles et celle donnant les pertes les plus fortes. À un écart inter-guide de 585 nm, les pertes sont simulées entre 1,60 dB et 1,52 dB suivant la configuration de croisement. Ces mêmes pertes tomberaient entre 0,74 dB et 0,82 dB avec un excès dépôt de 35 nm et augmenteraient entre 2,51 dB et 2,58 dB avec un défaut de dépôt de 25 nm.

Concernant les 4000 croisements perpendiculaires, la tendance est similaire. Toutefois, les différents sauts observés sur les courbes comme sur la Figure IV-28 (b) laissent penser à des imprécisions numériques lors de la simulation. En effet, la transmission mesurée sur un croisement perpendiculaire peut être très faible, ce qui accroît les sources d'erreur en les multipliant par un grand nombre de croisements. Pour toutes les configurations de croisements considérées ici, les écarts de pertes se maintiennent autour de 2 dB pour 60 croisements à 10° et autour de 4 dB pour 4000 croisements à 90°.

Comme pour les deux précédentes sections, je reconduis ici le calcul des chutes de puissance dans le démonstrateur complet, en fonction de l'écart inter-niveaux. Le résultat de cette estimation est montré sur la Figure IV-32.

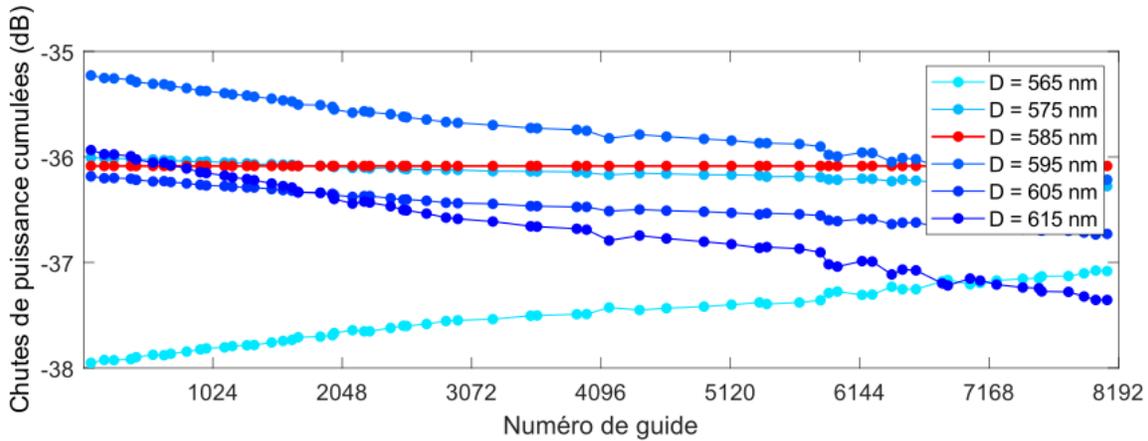


Figure IV-32 : Calcul des disparités de puissance sur le groupe source rééquilibré pris comme exemple sur la Figure IV-21 (a) en fonction de l'écart inter-niveaux  $D$ . L'exemple montré ici correspond au bloc d'adressage n°2.

Pour simplifier la lecture, seules les courbes correspondant aux écarts inter-niveaux entre 565 nm et 615 nm avec un pas de 10 nm ont été représentées sur la Figure IV-32. Comme attendu, le déséquilibre de puissance observé sur la Figure IV-32 augmente à mesure que l'écart inter-niveaux dévie de la valeur cible. Toutefois, contrairement au cas traité dans la section IV.6.1 sur l'effet des pertes de propagation, on ne voit pas d'évolution logique des pertes avec l'augmentation de l'écart. Cela vient de l'effet cumulé de la diminution du taux de couplage et de la variation des pertes par croisements multiniveaux avec la variation de l'écart inter-guide. Une baisse de l'écart inter-guide  $D$  conduit à une hausse des pertes par croisements et par couplage inter-niveaux, d'où l'apparition de disparités (à hauteur de 2,4 dB pour  $D = 560$  nm) et d'une baisse de la puissance moyenne de la DPE à  $-38,6$  dBm contre  $-36,1$  dBm pour le cas optimal, en supposant qu'une puissance de 0 dBm est injectée en entrée du circuit. Pour les deux cas extrêmes correspondant à 560 nm et 620 nm d'écart inter-niveau, la puissance à injecter dans le guide source augmente entre 13% et 63% par rapport au cas optimal.

Lorsque l'écart inter-guide est légèrement surestimé, le niveau de puissance moyen augmente du fait de la diminution des pertes par croisements qui compensent une légère diminution du taux de couplage inter-niveaux. En revanche, des écarts apparaissent également dans l'autre sens car le taux appliqué à chaque diviseur n'est plus adapté. À 620 nm d'écart inter-guide, les écarts s'élèvent à environ 2,5 dB. La baisse du niveau de puissance moyenne est due, cette fois, à la réduction du taux de couplage inter-niveaux et aux écarts de puissance causant une diminution de la puissance moyenne.

## Conclusion du chapitre IV

Ce chapitre a été l'occasion de présenter en détails le circuit de routage photonique pour l'adressage d'une distribution aléatoire de points d'émission sur un projecteur rétinien. Cet adressage s'effectue en alimentant des groupes 64 guides d'onde répartis aléatoirement et couvrant toute la surface du projecteur. Le démonstrateur dessiné sur le masque de photolithographie inclut le projecteur rétinien ainsi que le circuit de routage construit sur deux couches de guides. Les paramètres clefs du projecteur ont été définis dans le cadre d'une autre thèse effectuée en parallèle de la mienne, et davantage orientée vers les aspects mathématiques de la projection rétinienne. Un des résultats importants réutilisés ici est le modèle de forme de guide ainsi que les séquences d'adressage à réaliser sur le projecteur. De mon côté, j'ai donc construit le circuit de routage en tenant compte des besoins d'adressage.

Une estimation de performance a été menée pour estimer les pertes accumulées le long du circuit et évaluer les écarts de puissance optique entre les différents guides et groupes de guides adressés, en considérant que la même puissance est injectée dans tous les guides sources, et en estimant des pertes de propagation linéiques de 5 dB/cm. Ce calcul a permis de révéler des écarts de puissance considérables entre les guides (à hauteur de 13,6 dB), lesquels sont principalement dus aux pertes de propagation linéiques et aux croisements multiniveaux. Néanmoins, un déséquilibre appliqué sur les ramifications de chaque guide source a permis de rééquilibrer la puissance sur le projecteur en compensant ces écarts, au prix de pertes accrues. L'estimation de performance indique des pertes maximales d'environ 20 dB sur tout le parcours du bloc de routage jusqu'à l'entrée du projecteur. Outre les pertes de propagation linéiques qui restent la cause majeure des dégradations de performance, une part importante est aussi à attribuer aux croisements multiniveaux, qui pour certains chemins peut aller au-delà de 10 dB. Réduire les pertes par croisements multiniveaux est donc un point d'attaque intéressant pour améliorer les performances du circuit. Cela impliquerait d'écarter davantage les couches de guides, ce qui nécessiterait aussi d'introduire une couche de guide intermédiaire pour ne pas perdre en compacité. Des approches alternatives pourraient aussi être envisagées, où l'on chercherait à densifier et localiser une DPE aléatoire sur des zones spécifiques du projecteur, plutôt qu'en en couvrant toute la surface. Au niveau du circuit de routage, cela diminuerait considérablement le nombre de croisements de guides.

Concernant le rendement énergétique du circuit, si l'on souhaitait émettre sur la surface du projecteur une puissance de  $500 \text{ cd/m}^2$  ( $\sim 73 \text{ } \mu\text{W/cm}^2$ ) par DPE, il faudrait injecter dans le circuit environ 17,5 mW de puissance dans le pire cas, et 6,4 mW dans le meilleur cas, si l'on considère une efficacité de couplage de 3 dB en entrée du circuit. Bien que ces niveaux de puissance soient atteignables par des micro-lasers disponibles sur le marché, il n'en reste pas moins souhaitable de chercher à baisser le plus possible la puissance optique injectée dans les circuits notamment pour des aspects de coût énergétique et de sécurité oculaire.

La robustesse du dispositif rééquilibré a été étudiée en fonction des pertes de propagation linéiques, de la surgravure des guides et de l'écart inter-niveaux, dont la variation peut résulter du procédé technologique. Le facteur le plus influent sur la dégradation des performances sont les pertes de propagation linéiques, pouvant requérir des niveaux de puissance excessifs à injecter dans

le circuit pour obtenir une DPE suffisamment lumineuse. Il est donc important de prioriser la réduction des pertes de propagation en optimisant le procédé de fabrication. La surgravure des guides et l'espace inter-niveaux affectent également les performances, mais dans une moindre mesure. La surgravure peut engendrer des écarts de puissance jusqu'à 8 dB et des pertes de puissance moyenne d'environ 4,8 dB. Les variations d'espace inter-guide provoquent des pertes de puissance moyenne d'environ 2,5 dB. Il semble donc que parmi ces trois effets, les pertes de propagation linéiques soient le plus à même de remettre en question l'utilisabilité du démonstrateur.

## Références

- [1] M. Colard, « Études des éléments d'interfaçage pour l'activation d'hologrammes pixelisés, applications à la projection rétinienne », phdthesis, Université de Haute Alsace - Mulhouse, 2022. Consulté le: 16 mai 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://theses.hal.science/tel-04092974>
- [2] F. Rainouard, « Mise au point de modèles mathématiques pour l'adressage optimisé de distributions de points d'émission dans un écran à projection rétinienne », These en préparation, Mulhouse, 2023. Consulté le: 23 septembre 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.theses.fr/s241925>
- [3] K. Millard et F. Rainouard, « Convergence of mathematical and physical optical designs for the development of random photonic integrated circuits for an unconventional AR display concept », in *Optical Architectures for Displays and Sensing in Augmented, Virtual, and Mixed Reality (AR, VR, MR) IV*, SPIE, mars 2023, p. 152-161. doi: 10.1117/12.2669115.
- [4] J. Chiles, S. M. Buckley, S. W. Nam, R. P. Mirin, et J. M. Shainline, « Design, fabrication, and metrology of 10 x 100 multi-planar integrated photonic routing manifolds for neural networks », *APL Photonics*, vol. 3, n° 10, p. 106101, oct. 2018, doi: 10.1063/1.5039641.
- [5] W. D. Sacher *et al.*, « Visible-light silicon nitride waveguide devices and implantable neurophotonic probes on thinned 200 mm silicon wafers », *Opt. Express, OE*, vol. 27, n° 26, p. 37400-37418, déc. 2019, doi: 10.1364/OE.27.037400.
- [6] F. P. Payne et J. P. R. Lacey, « A theoretical analysis of scattering loss from planar optical waveguides », *Opt Quant Electron*, vol. 26, n° 10, p. 977-986, oct. 1994, doi: 10.1007/BF00708339.



# Chapitre V

## Fabrication et caractérisations des circuits photoniques

<b>Introduction au chapitre V</b> .....	<b>162</b>
<b>I.1 Procédé en salle blanche</b> .....	<b>162</b>
I.1.1 Étapes de fabrication .....	162
I.1.1.1 Étapes initiales de dépôts .....	163
I.1.1.2 Fabrication des niveaux de guides .....	164
I.1.1.3 Détourage et report sur verre .....	167
I.1.1.4 Fabrication des contacts électriques .....	171
I.1.2 Caractérisations en salle blanche .....	173
I.1.2.1 Mesures de rugosité et de cotes .....	173
I.1.2.2 Épaisseurs de dépôts .....	174
<b>I.2 Banc de caractérisation goniométrique</b> .....	<b>176</b>
I.2.1 Principe d'utilisation .....	176
I.2.1.1 Description générale .....	176
I.2.1.2 Modes opératoires au photodétecteur et par imagerie .....	178
I.2.2 Amélioration du banc .....	179
<b>I.3 Caractérisations et résultats</b> .....	<b>181</b>
I.3.1 Caractérisations angulaires .....	182
I.3.1.1 Caractérisation des réseaux de couplage .....	182
I.3.2 Pertes de propagation .....	184
I.3.2.1 Mesures à 532 nm de longueur d'onde .....	184
I.3.2.2 Comparaison à d'autres longueurs d'onde .....	188
I.3.2.3 Bilan .....	190
I.3.3 Courbures de guides .....	192
I.3.4 Coupleurs $\Delta\beta$ .....	193
<b>Conclusion du chapitre V</b> .....	<b>195</b>
<b>Références</b> .....	<b>196</b>

## Introduction au chapitre V

Le dernier chapitre de ce manuscrit est axé sur la fabrication des circuits photoniques ainsi que sur les résultats expérimentaux obtenus sur les premiers circuits fournis. Ceux-ci ont été livrés assez tardivement, ce qui a limité le nombre de caractérisations expérimentales. Étant donné qu'un seul des deux niveaux de guides était présent sur les lots disponibles, le démonstrateur complet n'a pas pu être caractérisé. J'ai mis la priorité sur la caractérisation des pertes de propagation linéiques et sur les éléments critiques du circuit, comme les angles d'insertion/extraction des réseaux de Bragg, les guides courbes et les coupleurs  $\Delta\beta$ .

Avant d'aborder les caractérisations, une première partie de ce chapitre est consacrée à la description du procédé de fabrication du circuit. Je présente le procédé complet, depuis la livraison des plaques de silicium, jusqu'au report du projecteur sur un substrat de verre.

### V.1 Procédé en salle blanche

La fabrication des circuits photoniques présentés dans ce manuscrit s'est effectuée conjointement dans les salles blanches du CEA-Leti à Grenoble et de ST Microélectronique à Crolles. L'ensemble des étapes de fabrication a été mis au point par Yann Lee, qui a aussi été l'intermédiaire entre notre laboratoire et les salles blanches. Il a aussi été grandement impliqué dans diverses caractérisations du lot en salle blanche, avant leur sortie du circuit de fabrication.

#### V.1.1 Étapes de fabrication

Les circuits sont fabriqués sur des plaques de silicium de diamètre 300 mm. La plateforme associée à ce format de plaque implique de déposer des couches  $\text{Si}_3\text{N}_4$  par la méthode PECVD exclusivement. Cela confère au nitrure de silicium un indice de réfraction légèrement plus faible que sur les premiers lots caractérisés par B. Meynard durant sa thèse. Les couches de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  étaient alors fabriquées par LPCVD sur la plateforme 200 mm avec un indice de réfraction de 2,03 à 532 nm de longueur d'onde au lieu de 1,97 via la plateforme 300 mm. Les raisons du passage à la plateforme 300 mm sont liées à la qualité des machines, où l'on atteint de meilleures résolutions au niveau de la photolithographie et de meilleures qualités de résine. L'objectif était de baisser la rugosité des flancs des guides en vue de réduire les pertes de propagation.

Le lot de circuits photoniques de cette thèse comprend 20 plaques de silicium ayant suivi diverses étapes et sous étapes du procédé complet. Les étapes de fabrication sont réparties en quatre grandes catégories représentées sur la Figure I-1 : les étapes initiales de dépôts, la fabrication des niveaux de guides, le report sur verre et la fabrication des contacts électriques pour la génération des points d'émission sur le dispositif final. Ces catégories sont abordées successivement dans les quatre sections qui suivent.

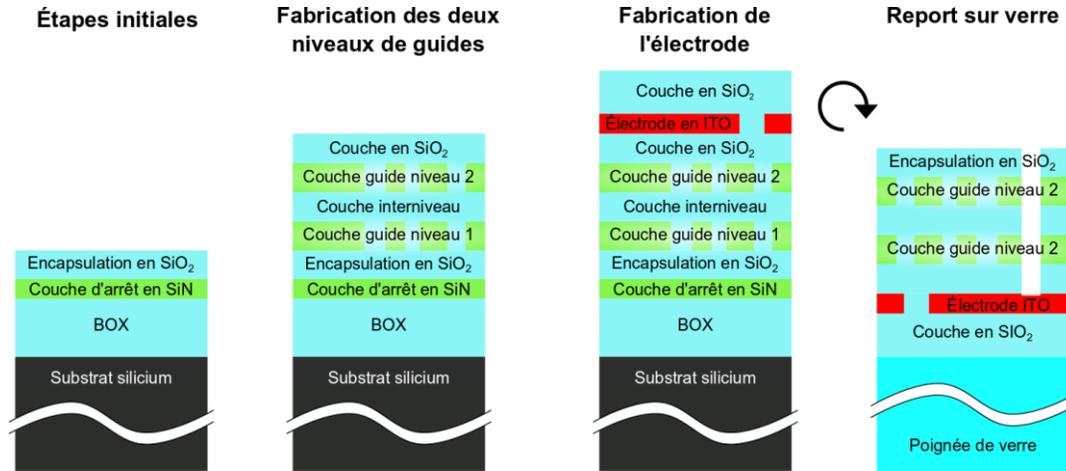


Figure V-1 : Représentation des quatre phases principales du procédé de fabrication.

### V.1.1.1 Étapes initiales de dépôts

Les étapes de dépôts préliminaires à la fabrication des niveaux de guides d'onde sont schématisées sur la Figure V-2. Une première couche de silice ( $\text{SiO}_2$ ) est formée par oxydation thermique d'un substrat de silicium d'épaisseur  $775 \mu\text{m}$  à  $1100^\circ\text{C}$ . Ce procédé permet de faire croître une couche d'oxyde appelée BOX (Buried Oxide) d'une épaisseur de  $1,1 \mu\text{m}$  sur le substrat. Une couche d'arrêt en  $\text{Si}_3\text{N}_4$  de  $30 \text{ nm}$  d'épaisseur est ensuite déposée par PECVD sur les plaques n°7 à n°20. En fin de fabrication, cette couche servira de « détecteur » pour arrêter la gravure du BOX (voir section V.1.1.3). Les six premières plaques du lot sont retirées de la chaîne au fur et à mesure de la fabrication pour effectuer des caractérisations optiques. Toutes ces caractérisations sont planifiées en amont de l'étape finale de report sur verre. Ces plaques n°1 à n°6 n'ont donc pas nécessité de couche d'arrêt.

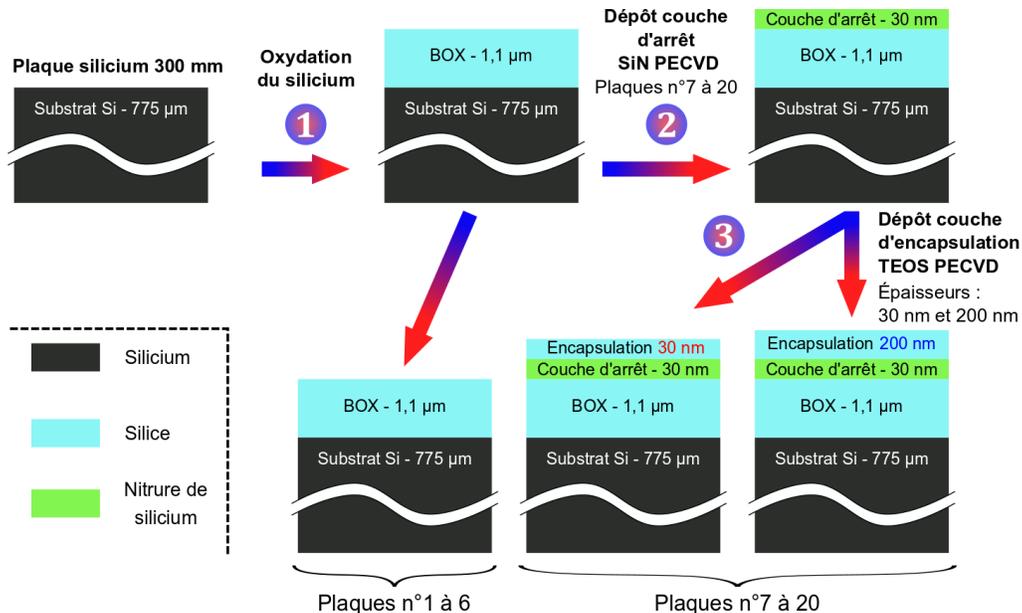


Figure V-2 : Étapes initiales de fabrication depuis l'oxydation de la plaque de silicium vierge jusqu'au dépôt de la couche d'encapsulation.

Sur les plaques n°7 à 20, une couche additionnelle de SiO<sub>2</sub> est déposée par-dessus la couche d'arrêt. Elle fera office d'encapsulation du circuit photonique. Sur le dispositif final, cette couche crée un espacement entre le circuit photonique et les cristaux liquides servant à activer les points d'émission. Selon les plaques du lot, la couche d'encapsulation a une épaisseur de 200 nm ou de 30 nm (se référer au Tableau V-1 pour le détail des dépôts par plaque). L'épaisseur de 30 nm a été définie pour permettre une extraction efficace en faisant interagir le champ évanescent du mode guidé avec un réseau en sol-gel qui sera déposé par-dessus (voir schéma de prototype de la Figure IV-2). Pour les autres plaques comportant une épaisseur d'encapsulation de 200 nm d'oxyde, l'objectif est de s'assurer que l'on puisse caractériser le circuit de routage photonique dans le cas où des pertes de propagation excessives seraient observées avec une encapsulation de 30 nm.

#### V.1.1.2 Fabrication des niveaux de guides

La fabrication des deux niveaux de guides d'onde est décrite sur la Figure V-3 pour les étapes n°4 à 8, et sur la Figure V-5 pour les étapes n°11 à 15. Pour faciliter la lecture, seules les plaques n°7 à 20 (possédant la couche d'arrêt en SiN) sont représentées sur les deux figures ; les plaques n°1 à 6 suivent de facto le même procédé. Le premier niveau de Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> est déposé par PECVD avec une épaisseur de 200 nm conformément à l'épaisseur définie pour l'ensemble des composants photoniques conçus.

La photolithographie et la gravure des motifs photoniques, qui constituent les étapes suivantes du procédé, sont des méthodes largement utilisées pour la fabrication de circuits en microélectronique et en photonique : elles consistent à protéger la couche à graver par une résine photosensible centrifugée sur la plaque pour la répartir de manière homogène, puis à l'exposer à une source ultraviolette à travers un masque de photolithographie sur lequel sont dessinés les motifs à graver. Avant de déposer la résine photosensible, une couche antireflet (BARC pour Bottom Anti-Reflective Coating) est déposée sur la plaque. Celle-ci permet de bloquer de possibles réflexions parasites des UV, notamment sur le substrat de silicium. La méthode de gravure choisie ici est une gravure sèche appelée communément RIE (Reactive Ion Etching), qui associe une attaque physique par plasma (bombardement d'ions sur la surface à graver) avec une réaction chimique qui permet d'évacuer les produits de gravure sous forme de gaz. Son avantage par rapport à la gravure humide est sa directivité, permettant d'obtenir des flancs de guide droits et donc des cotes a priori respectées. La gravure humide, isotrope, a tendance à « creuser » les flancs, ce qui pourrait causer des diminutions de cote.

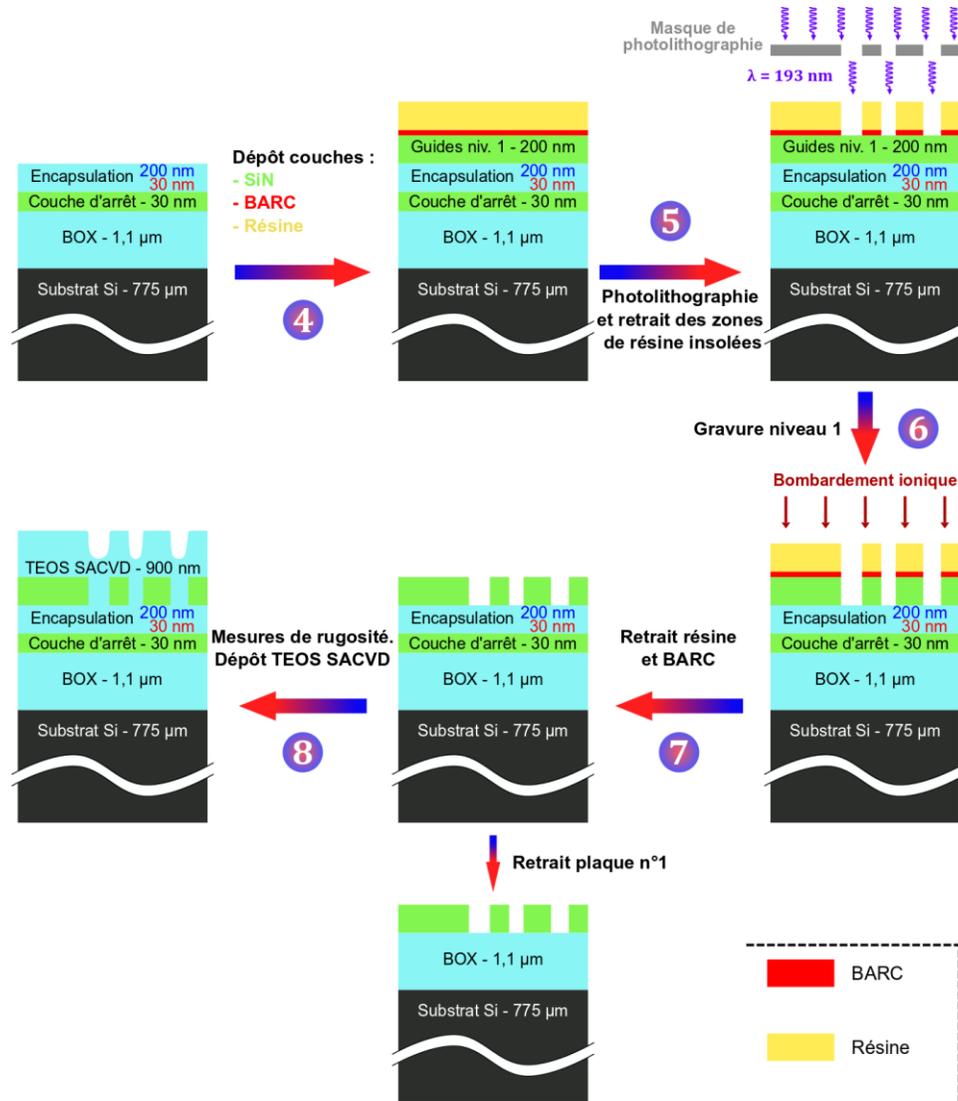


Figure V-3 : Étapes de fabrication du premier niveau de guides d'onde par photolithographie et gravure sèche.

Après l'étape de fabrication n°7, les guides d'onde sont encore dépourvus d'encapsulation et donc accessibles pour des caractérisations physiques. Des mesures de rugosité ont ainsi été effectuées sur les flancs des guides, sur divers motifs et sur différentes puces de quelques plaques l'aide d'un microscope électronique à balayage (MEB) et d'un microscope à force atomique (AFM). Les détails de ces caractérisations sont donnés dans la section V.1.2.1. La plaque n°1 a ensuite été retirée du circuit de fabrication et découpée en différentes puces telles que montré sur la photographie de la Figure V-4 (g), afin de pouvoir observer le circuit au microscope et effectuer les premières caractérisations optiques. Des photographies prises au microscope optique de diverses parties de la puce sont montrées sur la Figure V-4 (a) à (f). Les autres plaques ont poursuivi les étapes de fabrication décrites sur la Figure V-5. Elles ont tout d'abord été recouvertes d'un dépôt de TEOS (orthosilicate de tétraéthyle, de formule chimique  $\text{Si}(\text{OH})_4$ ) par la méthode SACVD (Sub-Atmospheric Chemical Vapour Deposition) d'une épaisseur de 900 nm avant polissage. Une fois polie, cette couche définit l'écart entre les deux niveaux de guides d'onde.

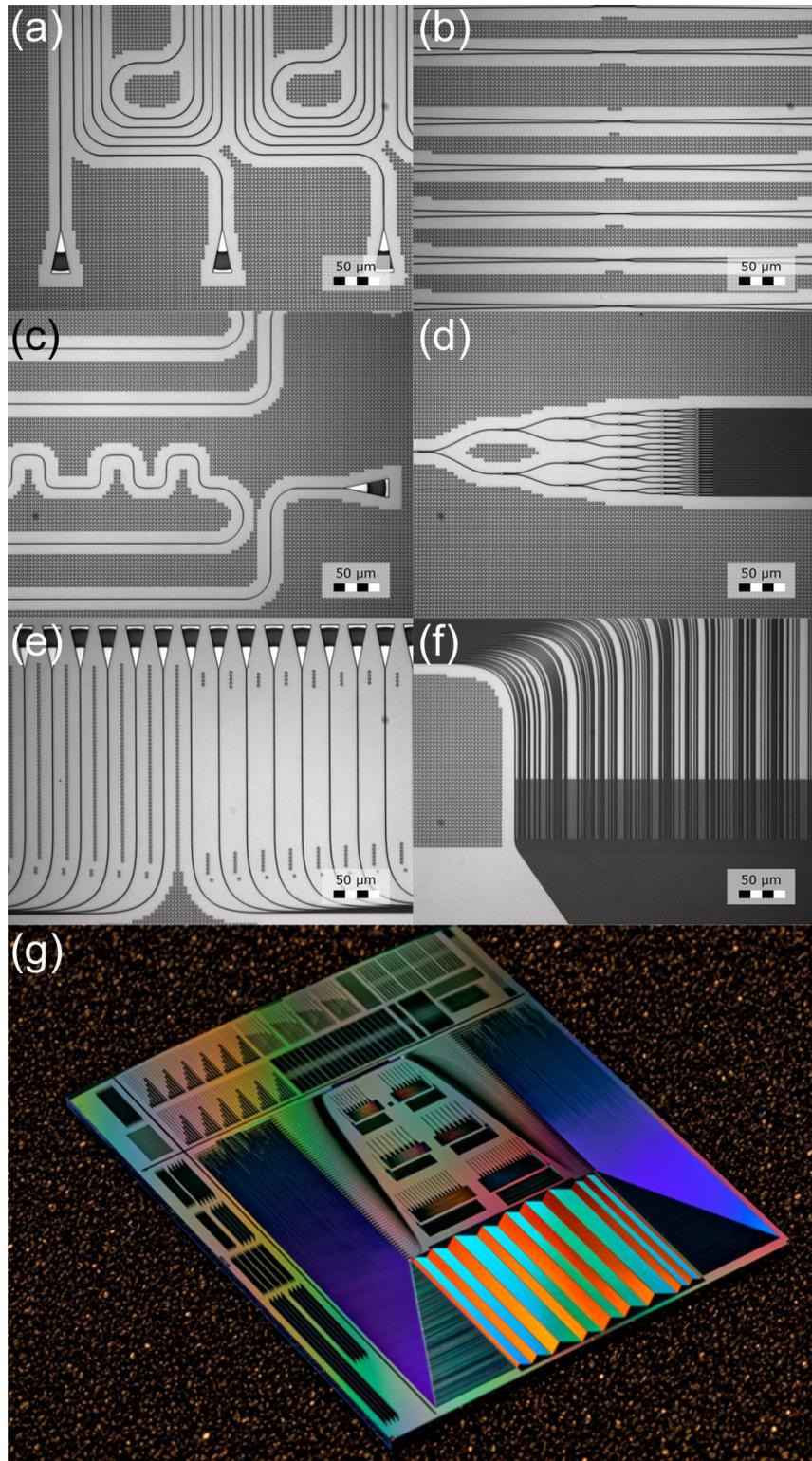


Figure V-4 : (a) – (f) : Photographies en niveau de gris prises au microscope optique sur divers composants photoniques clés : (a) circuits en spirales, (b) coupleurs directionnels  $\Delta\beta$ , (c) circuit pour la mesure des pertes par courbure, (d) arbre de division de 1 vers 64 guides, (e) guides sources du démonstrateur et (f) transition entre la sortie d'un bloc d'adressage et l'entrée du projecteur. (g) Photographie d'une puce photonique entière tirée de la plaque n°1.

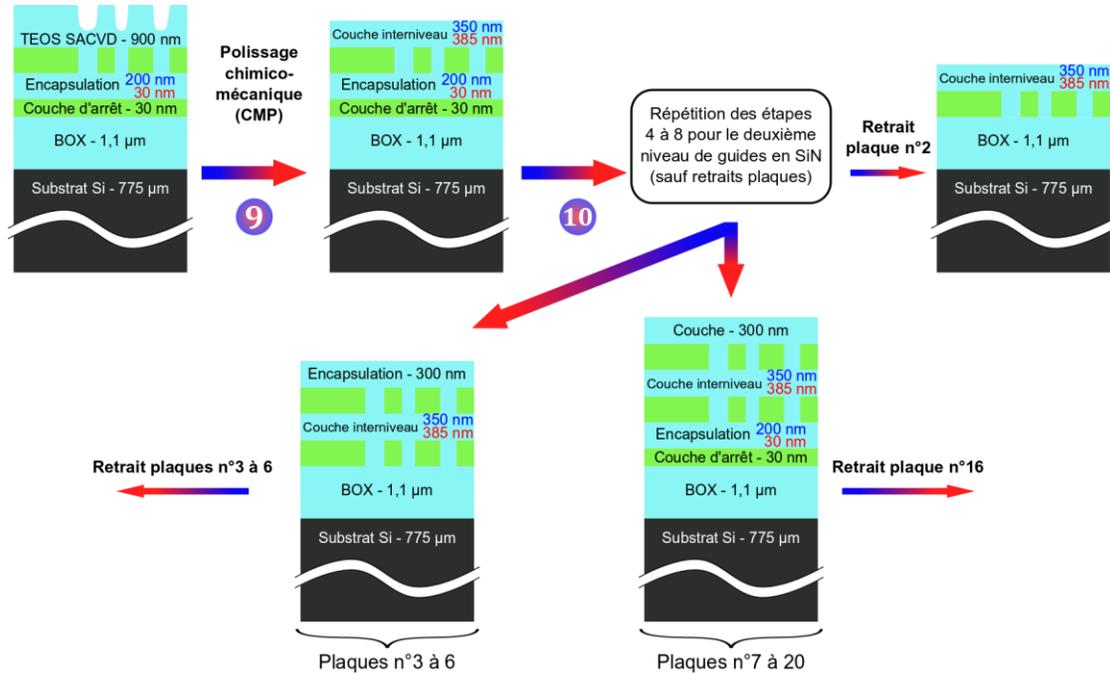


Figure V-5 : Étapes de polissage et de fabrication du second niveau de guides d'onde.

La couche de TEOS SACVD déposée par-dessus le premier niveau de guides possède des aspérités car elle reproduit le relief des motifs gravés dans le SiN juste en-dessous. En conséquence, le matériau est déposé en excès puis aplani par polissage chimico-mécanique (CMP pour Chemical-Mechanical Polishing). Les deux épaisseurs visées après polissage sont 350 nm et 385 nm, pour atteindre les écarts inter-niveaux centre à centre de 550 nm et 585 nm visés au Chapitre III pour que les circuits fonctionnant avec les polarisations TE et TM respectivement. Ce premier niveau correspond au circuit photonique principal incluant notamment les entrées et la zone de projection. Pour rappel, ce niveau est représenté en orange sur le schéma de principe de la Figure IV-1. À ce stade, la plaque n°2 est extraite du circuit de fabrication pour permettre des caractérisations optiques dans l'attente de la réception des circuits multiniveaux. Diverses structures d'étude sont en effet déjà complètes sur le premier niveau, comme les guides en forme de spirales, de guides courbes, les coupleurs  $\Delta\beta$ , les MMI, etc... (voir Figure III-7).

Les plaques poursuivant le cycle de fabrication suivent à l'identique les étapes n°4 à 8 pour la fabrication du second niveau de guides, suivi d'un dépôt de SiO<sub>2</sub> de 300 nm d'épaisseur. Pour les plaques n°3 à 6 qui sont retirées à l'issue de l'étape n°15, cette couche de SiO<sub>2</sub> sert de couche d'encapsulation.

### V.1.1.3 Détourage et report sur verre

Les électrodes dédiées à l'activation des points d'émission sur le projecteur doivent être transparentes pour la longueur d'onde visible afin de ne pas obstruer la vision de l'utilisateur. Un bon matériau candidat est l'oxyde d'indium-étain (ITO). Il possède une transparence autour de 80% à des longueurs d'onde proches de 532 nm, ainsi qu'un indice de réfraction d'environ 1,88 [1]. L'utilisation de l'ITO a posé cependant une contrainte car le procédé n'est disponible que sur la

plateforme 200 mm. Un détournage des plaques est donc nécessaire afin de s'adapter à ce nouveau diamètre. Toutes les étapes relatives à la fabrication de l'électrode sont décrites sur la Figure V-6.

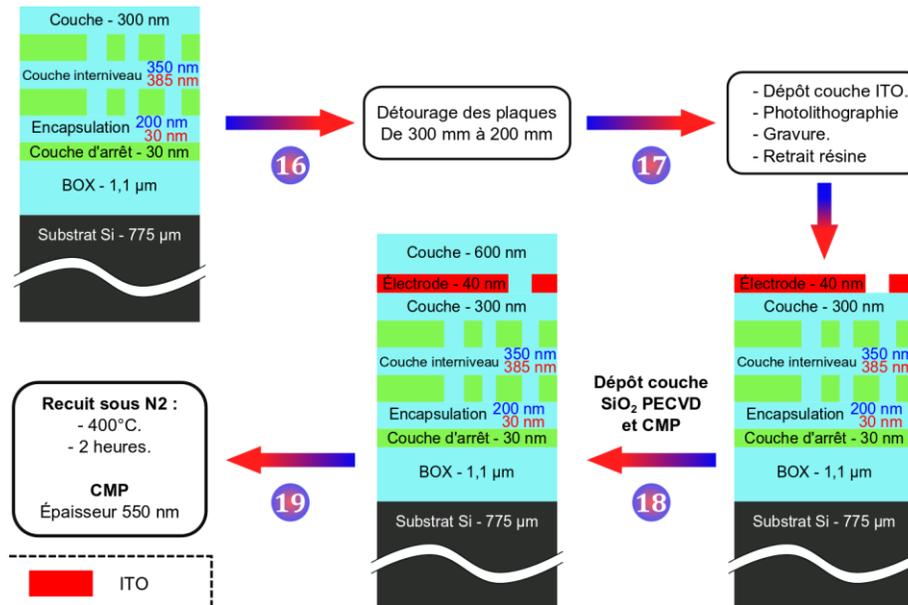


Figure V-6 : Étapes de fabrication de l'électrode en ITO par photolithographie.

Une attention particulière a été portée à l'épaisseur de diélectrique séparant la couche d'ITO des guides d'onde. Sur le précédent lot de circuits photoniques, une couche d'ITO avait été déposée en surface des échantillons transparents, eux aussi reportés sur verre, à quelques dizaines de nanomètres des guides d'onde [2]. Avec cette configuration, des pertes de propagation élevées avaient été observées dues à un coefficient d'extinction non négligeable de l'ITO et à la proximité du guide avec cette dernière couche. Dans ce nouveau lot, nous avons fait le choix « d'enterrer » l'ITO à une distance suffisamment grande des guides d'onde, d'où la couche de SiO<sub>2</sub> de 300 nm d'épaisseur déposée à l'étape n°15.

Une couche d'ITO de 40 nm d'épaisseur est ensuite déposée puis les plaques sont recuites une heure à 190°C en présence de diazote (N<sub>2</sub>) pour densifier la couche. Celle-ci servira de plan de masse électrique. Des électrodes en regard sont également à prévoir au-dessus du projecteur. Il a été prévu de les implémenter postérieurement au procédé de fabrication décrit ici, après le dépôt du réseau d'extraction en sol-gel et de la couche de cristaux liquides. Elles ne sont pas décrites dans ce chapitre.

Concernant l'électrode qui servira de plan de masse, une photolithographie est réalisée sur la couche d'ITO, suivi d'une gravure pour en dessiner les motifs. Cela a nécessité un nouveau masque de photolithographie (cette fois pour la plateforme 200 mm) pour dessiner l'électrode de masse uniquement au niveau de la zone de projection. Le procédé de fabrication est identique à celui employé pour les deux niveaux de guides d'onde. L'électrode et son point de contact sont représentés en rouge sur la Figure V-7 conjointement aux deux niveaux de guides.

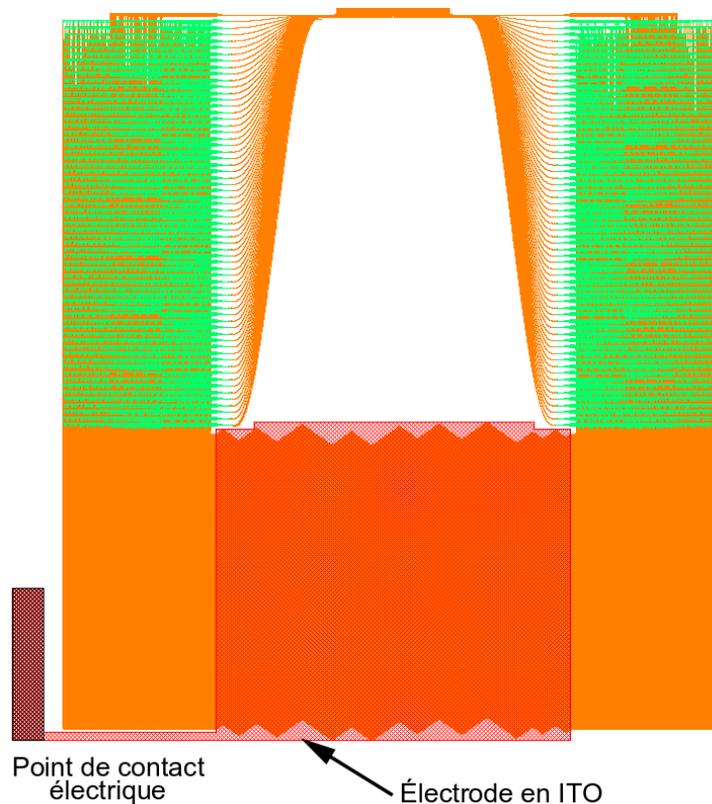


Figure V-7 : Dessin du démonstrateur avec la surface d'ITO au niveau du projecteur servant de masse électrique. Le point de contact se trouve en périphérie du circuit.

Une couche de 700 nm de  $\text{SiO}_2$  est ensuite déposée par-dessus la couche d'ITO, suivi d'une CMP laissant une épaisseur finale de 600 nm. Enfin, un recuit est réalisé en présence de  $\text{N}_2$  à  $400^\circ\text{C}$  pendant deux heures.

La dernière grande phase du procédé concerne le report du circuit sur un substrat transparent de verre. Elle est décrite sur la Figure V-8.

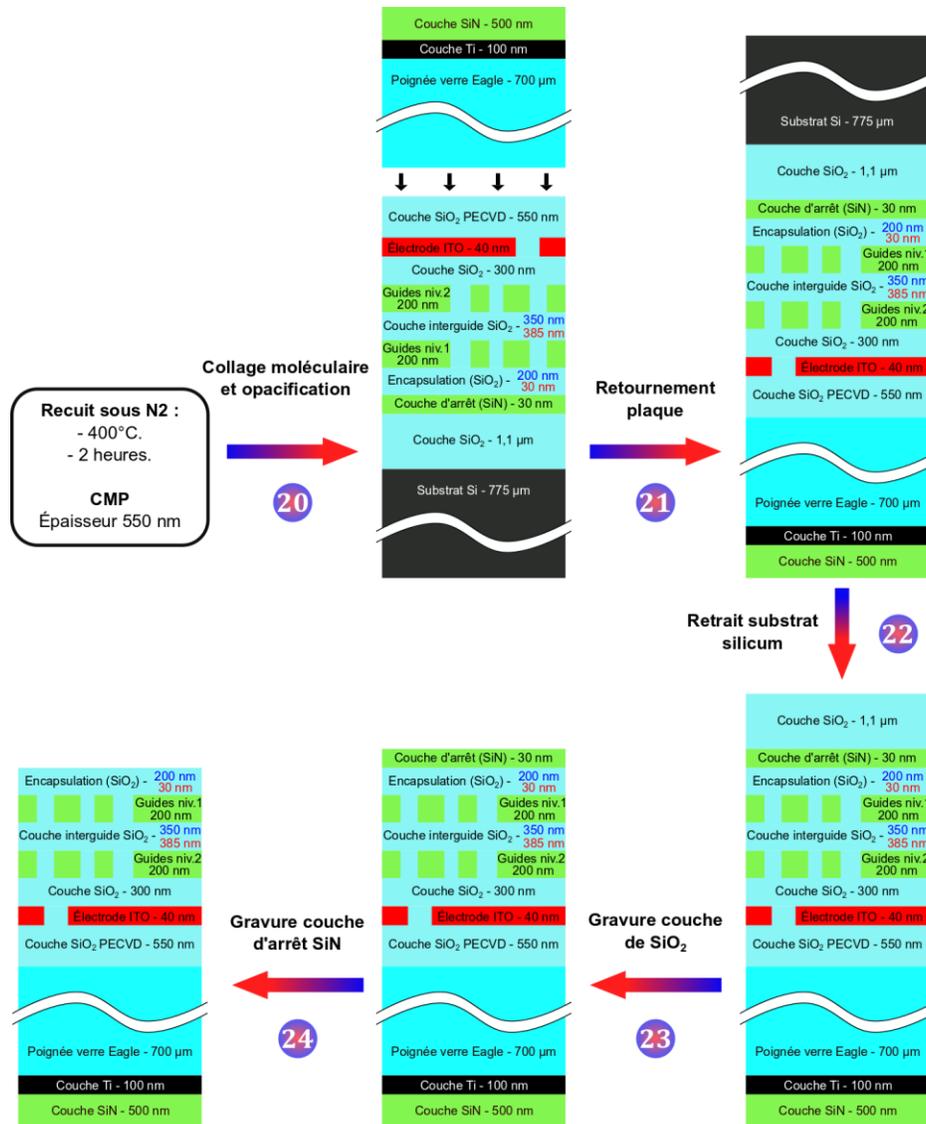


Figure V-8 : Étapes de report des plaques sur substrat de verre.

Un collage moléculaire est réalisé entre la surface des plaques et une « poignée de verre ». Il s'agit d'un substrat de verre Eagle de 200 mm de diamètre et d'une épaisseur de 700 µm. Cette poignée nécessite des étapes de préparation avant son report sur la plaque du circuit. Une couche de titane (Ti) d'une épaisseur de 100 nm est notamment déposée afin d'opacifier la face arrière. Cette étape est nécessaire pour permettre aux bras robots, fonctionnant habituellement sur des substrats opaques, de détecter la présence des plaques et de les manipuler correctement ; notamment lors de manœuvres d'alignements et de retournement. Une couche de SiN PECVD d'une épaisseur de 500 nm est ensuite déposée par-dessus la couche de titane pour former une couche protectrice anti-oxydante. Enfin, une CMP est réalisée sur la face avant de la poignée en verre afin d'obtenir le meilleur état de surface possible et d'assurer un collage moléculaire de bonne qualité. Après l'étape de collage moléculaire, les plaques sont retournées afin de retirer le substrat de silicium. Dans un premier temps, un polissage grossier permet de réduire son épaisseur à 30 µm, puis un polissage fin permet de le retirer complètement. À l'étape n°27, la couche de SiO<sub>2</sub> obtenue

initialement par oxydation thermique du silicium est gravée jusqu'à atteindre la couche d'arrêt en SiN. Étant donné que le procédé de gravure est sélectif en fonction du matériau, la couche d'arrêt fait barrière, ce qui protège la couche d'encapsulation. Enfin, la couche d'arrêt en SiN est totalement retirée par une gravure sélective.

#### V.1.1.4 Fabrication des contacts électriques

La fabrication se termine par la création des contacts électriques. Étant donné que l'ITO est enterré sous les deux couches de guides, il est nécessaire de créer un accès depuis la surface jusqu'à l'électrode. Cela a donné lieu à la réalisation d'un quatrième masque de photolithographie pour la création du contact électrique représenté sur la Figure V-7. Les étapes de création de ce contact ainsi que de la désopacification des plaques sont décrites sur la Figure V-9.

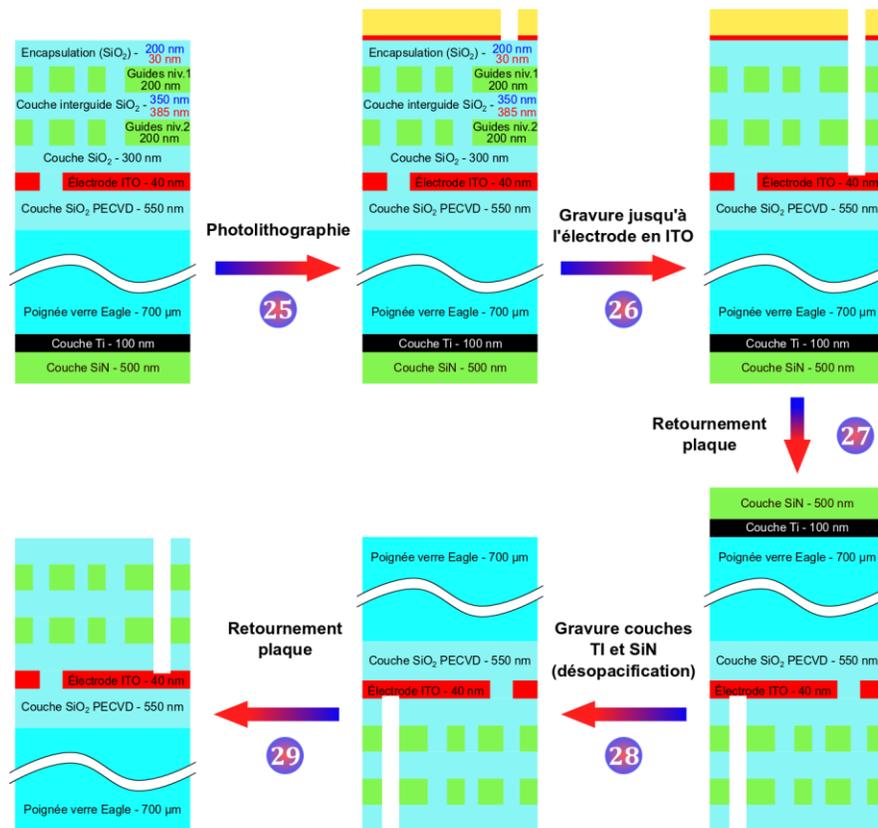


Figure V-9 : Étapes de création du contact électrique et de la désopacification des plaques.

Une photolithographie et une gravure sont ensuite réalisées pour attaquer les différentes couches de SiN et de SiO<sub>2</sub>, jusqu'à atteindre l'électrode en ITO. Ensuite, la plaque est de nouveau retournée pour être désopacifiée. Les couches de SiN et de Ti sont successivement retirées par gravure, résultant en une plaque transparente. Ces dernières étapes de fabrication n'ont malheureusement pas pu être atteintes au moment de la rédaction de ce chapitre. À titre d'exemple visuel, je montre sur la Figure V-10 une photographie d'une plaque transparente faisant partie du précédent lot de circuits photoniques de la thèse de B. Meynard et ayant subi un report sur verre similaire à celui décrit ici.

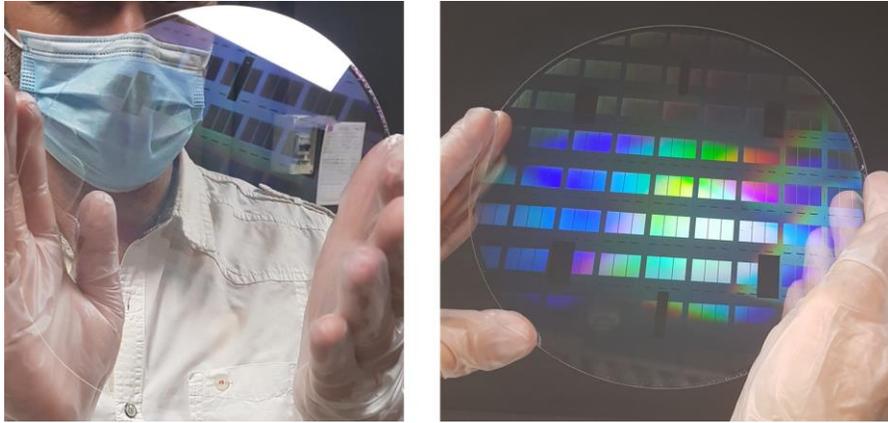


Figure V-10 : Photographies d'une plaque transparente issue d'un précédent lot de circuits photoniques, après report sur substrat de verre.

La plaque présentée sur Figure V-10 comporte des blocs correspondant à des distributions de 4096 guides d'onde espacés de  $1,5 \mu\text{m}$  centre à centre, dont l'effet diffractant est visible sur la photo. Des caractérisations de ces composants en espace libre m'ont permis de déterminer une transparence entre 70 % et 80 % sur l'ensemble du spectre visible. Ce travail a fait partie d'une présentation orale donnée à la conférence SPIE Photonics West, en 2022 [3].

Le panachage des plaques sur les différentes couches est résumé sur le Tableau V-1

Tableau V-1 : Distribution des 20 plaques fabriquées selon les épaisseurs des couches d'encapsulation ( $\text{SiO}_2.2$ ) et d'espacement inter-guide ( $\text{SiO}_2.4$ ). Les lignes comportant des cases barrées indiquent des plaques retirées avant la finalisation du procédé de fabrication.

Couche Plaque	$\text{SiO}_2.1$	$\text{SiN}.1$	$\text{SiO}_2.2$	$\text{SiN}.2$	$\text{SiO}_2.3$	$\text{SiN}.3$	$\text{SiO}_2.4$	ITO	$\text{SiO}_2.5$
1	1100			200					
2	1100			200	350				
3	1100			200	350	200	300		
4	1100			200	350	200	300		
5	1100			200	385	200	300		
6	1100			200	385	200	300		
7	1100	30	30	200	350	200	300	40	700
8	1100	30	30	200	350	200	300	40	700
9	1100	30	30	200	350	200	300	40	700
10	1100	30	30	200	350	200	300	40	700
11	1100	30	30	200	350	200	300	40	700
12	1100	30	30	200	385	200	300	40	700
13	1100	30	30	200	385	200	300	40	700
14	1100	30	30	200	385	200	300	40	700
15	1100	30	30	200	385	200	300	40	700
16	1100	30	30	200	385	200	300		
17	1100	30	200	200	385	200	300	40	700
18	1100	30	200	200	385	200	300	40	700
19	1100	30	200	200	350	200	300	40	700
20	1100	30	200	200	350	200	300	40	700

## V.1.2 Caractérisations en salle blanche

Diverses caractérisations ont été effectuées au cours de la fabrication des circuits, essentiellement des mesures de contrôle sur les épaisseurs des couches à des étapes régulières de la fabrication. Certains points critiques ont été également caractérisés, comme par exemple la rugosité des flancs des guides et l'épaisseur du dépôt d'oxyde inter-niveaux.

### V.1.2.1 Mesures de rugosité et de cotes

La rugosité des flancs des guides a été mesurée dans les salles blanches du CEA-Leti à l'aide d'un microscope électronique à balayage (MEB). Les mesures ont été effectuées sur les plaques n°1, 2, 3, 5, 7 et 20. Pour chacune d'elles, la rugosité a été mesurée sur toutes les puces, au niveau des circuits en forme de spirales avec les largeurs de guides de 250 nm, 300 nm et 350 nm. La mesure se fait à partir d'une vue du dessus du guide ; l'algorithme ajuste ensuite une courbe se rapprochant du profil de rugosité détecté. Le LER et la cote réelle du guide peuvent donc être déduits. Une cartographie du LER et de la largeur des guides mesurés sur les spirales de largeur cible 300 nm de la plaque n°1 est représentée sur la Figure V-11.

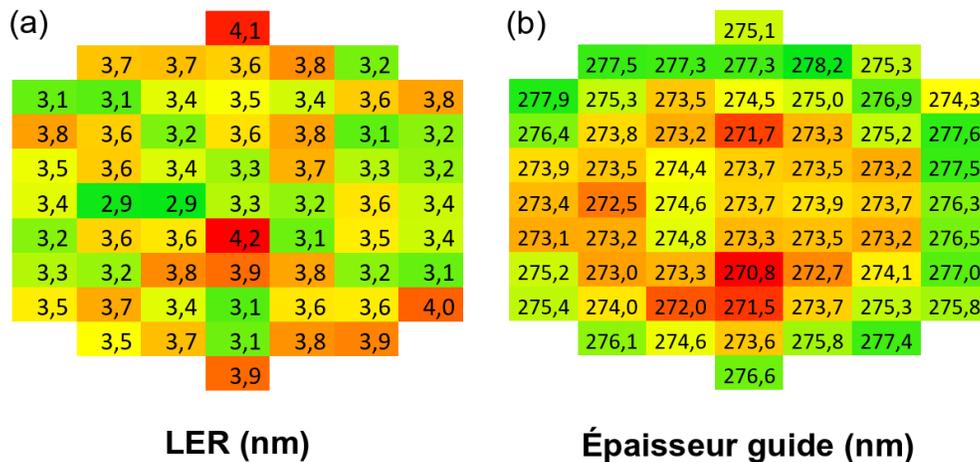


Figure V-11 : Cartographie (a) du LER et (b) de la largeur réelle des guides mesurés sur les spirales de largeur 300 nm de l'ensemble des puces de la plaque n°1.

On constate sur la Figure V-11 (a) une bonne uniformité du LER sur la grande majorité de la plaque avec des valeurs principalement comprises entre 3 nm et 4 nm, à l'exception de deux puces sur lesquels le LER est supérieur à 4 nm. Sur cette plaque, le LER moyen vaut 3,69 nm avec un écart-type de 0,4 nm, ce qui est en-dessous de la moyenne mesurée sur les lots antérieurs à ceux de mon travail de thèse. Sur les lots antérieurs, le LER moyen avait été estimé à environ 4,8 nm. La rugosité a donc été améliorée par rapport à ces lots de circuits, ce qui est une bonne nouvelle et confirme la pertinence de basculer sur la plateforme 300 mm. Sur la Figure V-11 (b), il apparaît que tous les guides présentent une perte de cote entre 22 nm et 29 nm par rapport à la largeur cible (300 nm) : les guides ont donc été surgravés d'environ 7% à 10%. Cela peut altérer les performances du circuit, comme montré lors de l'étude de robustesse au précédent chapitre. Ce problème avait également été observé sur les lots antérieurs que j'ai pu caractériser au cours de ma thèse [3]. Pour avoir une vue d'ensemble sur les différentes plaques étudiées, les valeurs moyennes

du LER et de la surgravure sont compilées dans le Tableau V-2 pour des motifs de largeur cible 300 nm.

Tableau V-2 : Valeurs moyennes du LER et de la surgravure pour les plaques n°1, 2, 3, 5, 7 et 20.

N° de plaque	LER (nm)	Écart relatif à la moyenne	Surgravure (nm)	Écart relatif à la moyenne
1	3,57	8,62 %	27,1	-14,60 %
2	3,55	8,01 %	26,8	-15,55 %
3	3,46	5,27 %	26,4	-16,81 %
5	3,46	5,27 %	26,1	-17,75 %
7	2,79	-15,11 %	42,0	32,35 %
20	2,89	-12,07 %	42,0	32,35 %
<b>Moyenne</b>	<b>3,29</b>		<b>31,7</b>	
<b>Écart-type</b>	<b>0,35</b>		<b>8,0</b>	

Que ce soit pour le LER et la surgravure, les résultats sont relativement proches pour les plaques n°1 à n°5. Pour les plaques n°7 et n°20, on observe à la fois une réduction du LER, mais aussi une augmentation significative de la surgravure des guides d'un facteur d'environ 1,5. Les raisons d'un tel changement ne sont pas expliquées à ce jour.

Pour résumer, la rugosité a pu être réduite de 2 à 3 nm par rapport aux précédents lots. Ce résultat important quant à l'optimisation du procédé de fabrication valide notre choix d'avoir fait fabriquer le lot sur la plateforme 300 mm du CEA-Leti. En revanche, on observe de nouveau un problème de pertes de cote sur les composants résultant d'une surgravure. Si ce problème s'avère récurrent et répétable, il faudra envisager de prendre en compte cette perte de cote dans les prochains dessins de masque.

### V.1.2.2 Épaisseurs de dépôts

Un autre point de caractérisation très important est celui de l'épaisseur des couches. En particulier, il est important de vérifier que les épaisseurs de la couche de guides en SiN et de la couche de SiO<sub>2</sub> séparant les deux niveaux de guides soient bien respectés. Au CEA-Leti, ces mesures sont effectuées par ellipsométrie au fur et à mesure de la fabrication. La Figure V-12 montre les valeurs moyennes des épaisseurs des couches de BOX, des deux niveaux de guides en SiN et du SiO<sub>2</sub> inter-niveau, mesurées sur six plaques différentes.

L'épaisseur du BOX vaut en moyenne 1131 nm sur l'ensemble des six plaques mesurées, ce qui représente une surestimation de 30 nm qui n'est absolument pas problématique étant donné qu'il s'agit d'une couche sacrifiée en fin de procédé. Les valeurs fluctuent toutes avec une amplitude de  $\pm 0,5$  %, à l'exception de la plaque n°7 où une épaisseur de 1031 nm a été détectée sur l'un des points de mesure de la plaque (-8,8% par rapport à la moyenne). Un phénomène similaire se retrouve sur la même plaque pour le premier niveau de guides en SiN, où une épaisseur maximale de 265 nm est mesurée, représentant une augmentation de 32,5 % par rapport à la valeur cible. Ces mesures discordantes, que l'on retrouve aussi sur les autres couches (non représentées sur la Figure V-12), se situent sur le même point de mesure. Il est donc probable qu'il s'agisse d'une erreur de mesure ou de traitement de données plutôt que d'un écart réel de dimensions. En

omettant ce point considéré aberrant, l'épaisseur varie par rapport à la valeur cible entre -2,5% et +4,7% pour le premier niveau de SiN, et entre -1,0% et +5,8% pour le deuxième niveau de SiN.

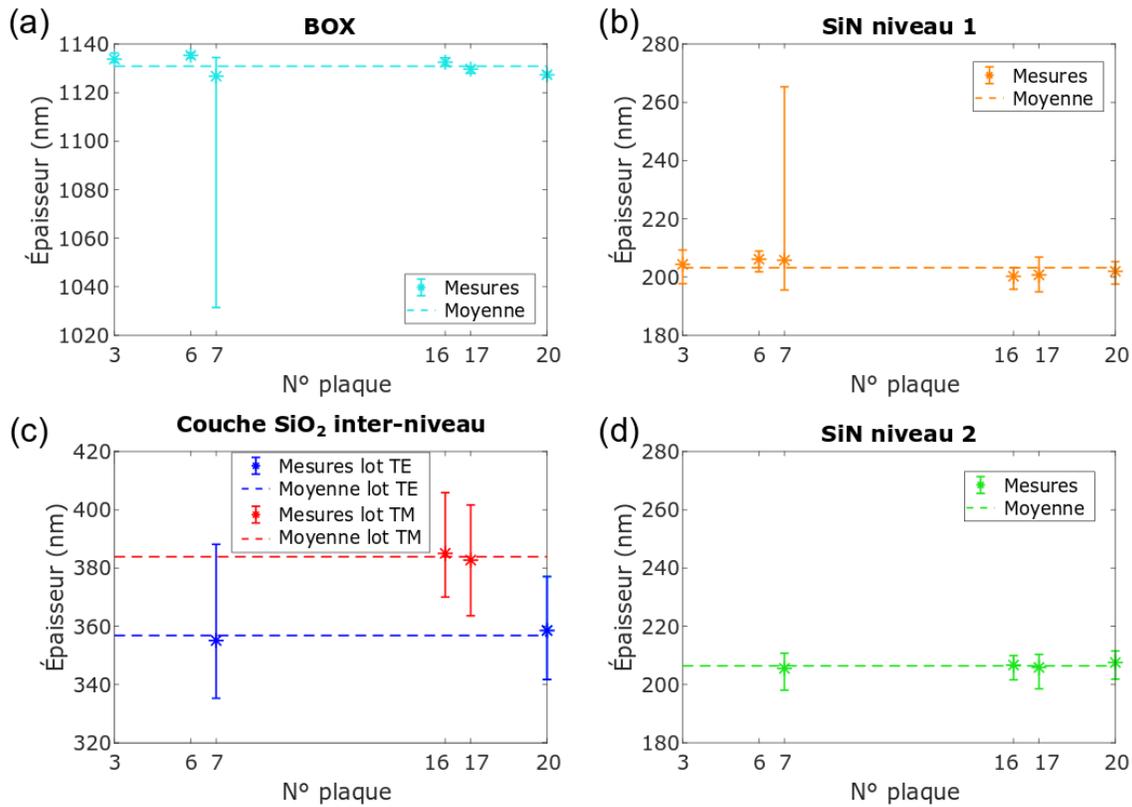


Figure V-12 : Valeurs moyennes des épaisseurs (a) du BOX, (c) de la couche de SiO<sub>2</sub> inter-niveau et (b) et (d) des deux niveaux de guides en SiN mesurées sur les plaques n°3, 6, 7, 16, 17 et 20.

Concernant la couche de SiO<sub>2</sub> inter-niveau, les lots TE et TM sont analysés séparément car leurs épaisseurs cibles sont différentes : 350 nm et 385 nm respectivement. Les valeurs moyennes sont très proches des valeurs cibles, avec une erreur de -0,3% pour le lot TE et +1,94% pour le lot TM. En revanche, les barres d'erreur sont assez conséquentes, comme c'est le cas de la plaque n°7 (du lot TE) dont l'épaisseur dépasse la valeur cible du lot TM. À l'échelle de la plaque, les erreurs par rapport à la valeur cible varient donc entre -4,2% et +10,9% pour le lot TE et entre -5,6% et +5,4% pour le lot TM. D'après les simulations de robustesse montrées sur la Figure IV-31 et la Figure IV-26 (a), la transmission chuterait dans le pire des cas à -0,8 dB (-16,8%) en combinant les effets de l'erreur d'épaisseur et de la surgravure. Le circuit reste donc exploitable.

## V.2 Banc de caractérisation goniométrique

### V.2.1 Principe d'utilisation

#### V.2.1.1 Description générale

Les circuits photoniques conçus au cours de ma thèse ont été caractérisés à l'aide d'un goniomètre conçu et assemblé dans notre laboratoire à partir de pièces mécaniques achetées (principalement des marques Thorlabs<sup>®</sup> et Newport<sup>®</sup>), ou fabriquées à l'atelier de mécanique du CEA-Leti et par impression 3D. Le montage de ce banc a constitué une importante partie du travail de thèse de B. Meynard [4], dont j'ai grandement bénéficié au cours de ma thèse pour les caractérisations optiques. Un avantage de ce banc de caractérisation est sa versatilité, du fait de son assemblage et son accessibilité au laboratoire. Cela m'a aussi donné la possibilité d'envisager une amélioration de ce banc, ce que je présente dans la section V.2.2.

Le principe de la caractérisation consiste à injecter la lumière dans les circuits à l'aide d'une fibre optique venant se positionner en surface de la puce, avec un angle respectant la condition d'accord de Bragg (voir Figure V-13).

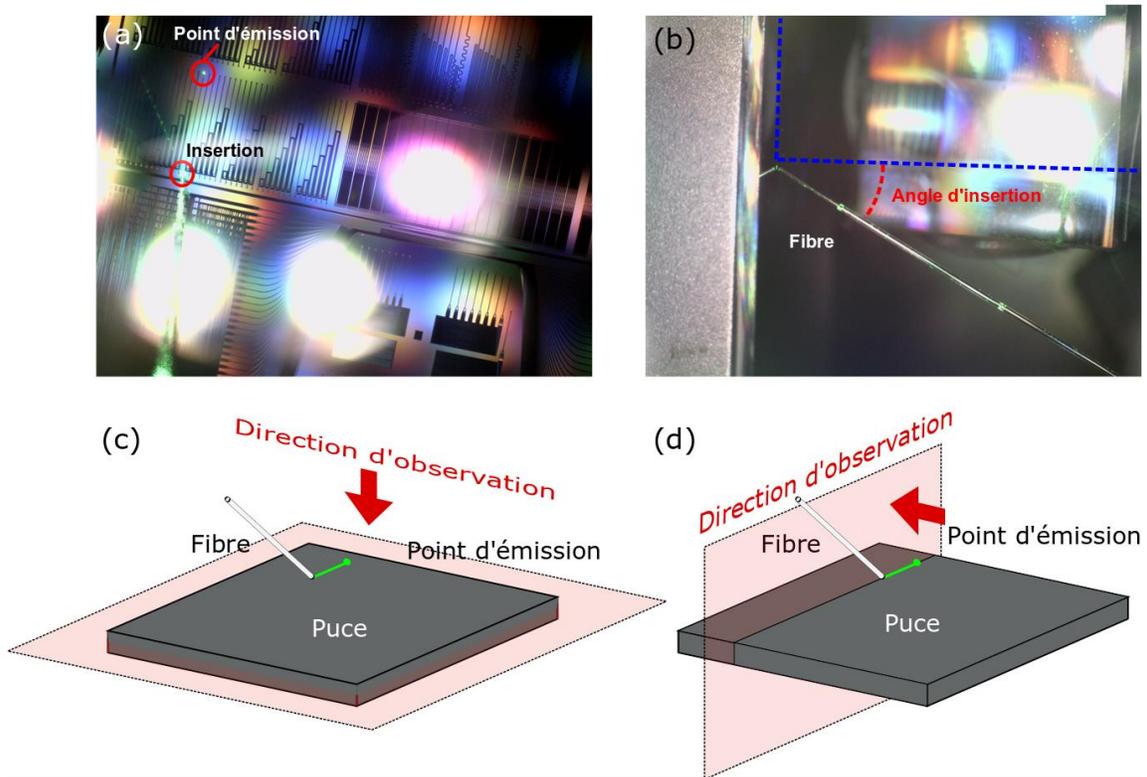


Figure V-13 : (a) et (b) : Photographies prises au microscope Dino-Lite du couplage par fibre de la lumière dans l'un des circuits en spirale, (a) en vue de dessus et (b) en vue de profil. (c) et (d) : Schémas des directions d'observation sur la puce pour les photographies (a) et (b) respectivement.

Outre les caractérisations angulaires en extraction, le goniomètre permet de contrôler précisément l'angle de couplage en insertion avec une résolution angulaire d'environ  $0,001^\circ$ . Le banc goniométrique est divisé en trois blocs principaux présentés sur la Figure V-14 :

- le bloc fibre : se compose d'une platine de translation (de la marque NewPort<sup>®</sup>) se déplaçant dans les trois directions ( $x; y; z$ ) avec une précision de  $1 \mu\text{m}$ . Un ensemble de pièces mécaniques fixées sur cette platine maintient la fibre optique en direction de la puce.
- le bloc échantillon : se compose aussi d'une platine de translation, sur laquelle sont fixées des pièces de support de l'échantillon. Ce dernier est maintenu en position verticale sur sa face arrière à l'aide d'un système d'aspiration. L'ensemble du bloc est placé sur une platine motorisée réalisant des mouvements de rotation.
- le bloc capteur : se compose d'un système d'alignement permettant de positionner différents éléments de caractérisation (diaphragmes, photodétecteurs, caméra CMOS, microscope, etc...) sur le même axe optique. L'ensemble de ce bloc est également positionné sur une platine de rotation indépendante de celle du bloc échantillon.

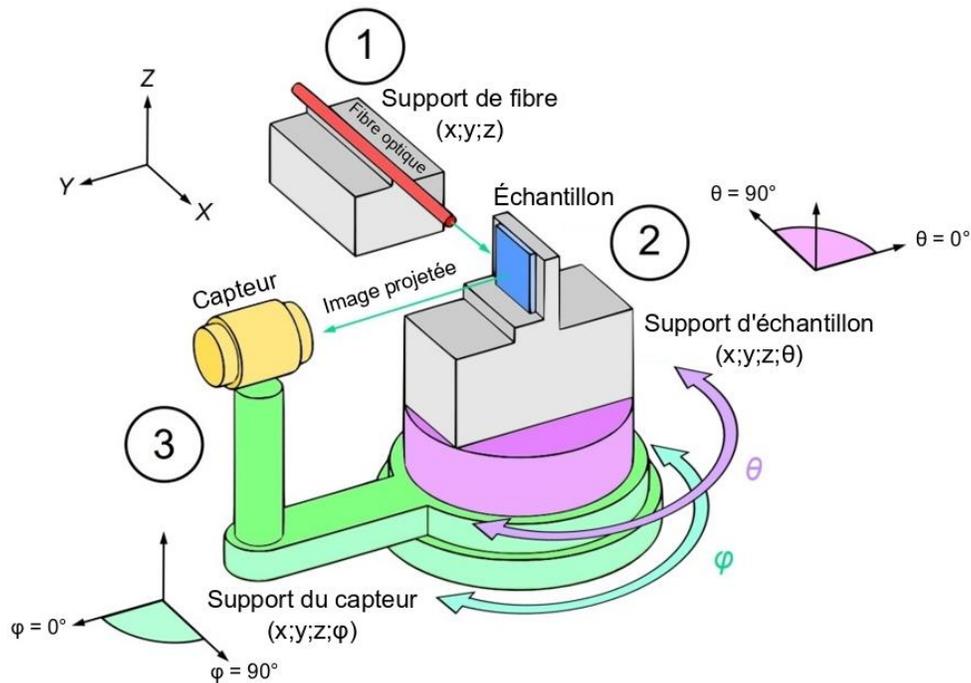


Figure V-14 : Schéma du banc goniométrique utilisé pour les caractérisations des échantillons de circuits photoniques. La numérotation de 1 à 3 représente respectivement les blocs de support de fibre, de l'échantillon et du capteur.

Le mouvement de rotation des blocs échantillon et capteur se limite au plan horizontal (plan  $(x; y)$  selon les notations de la Figure V-14), représentés par les angles  $\theta$  et  $\varphi$ . Les platines de rotation des blocs n°2 et n°3 sont indépendantes, c'est-à-dire que leurs centres de rotation sont également indépendants. Cet aspect du goniomètre est très important car il permet de faire pivoter le capteur autour d'un point d'extraction, indépendamment de sa position sur la puce. Les trois blocs du goniomètre sont montrés plus en détails sur la Figure V-15.

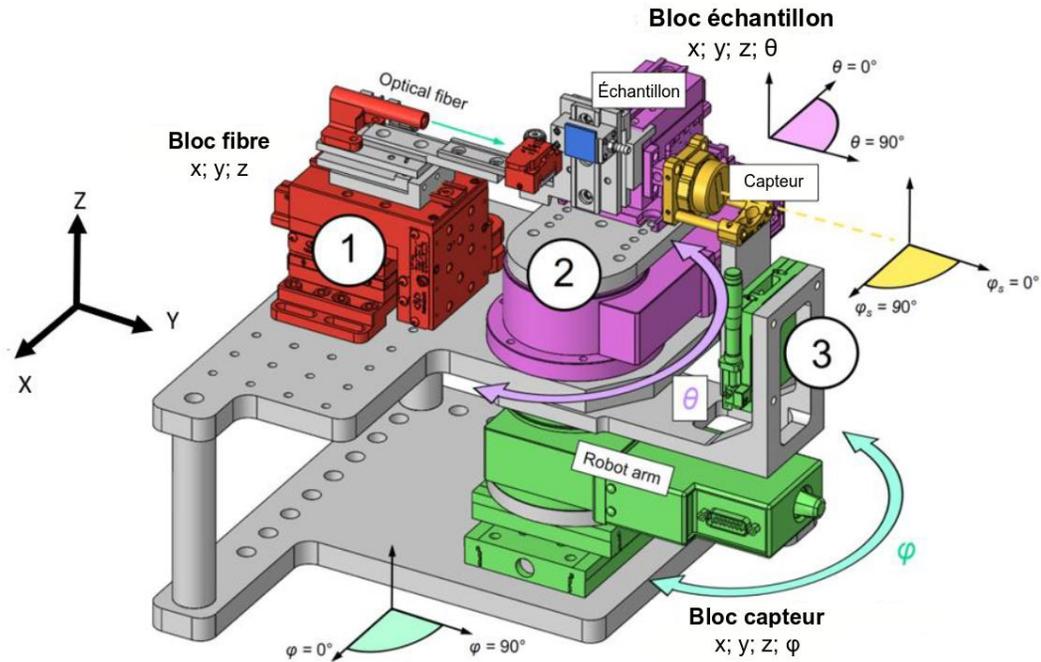


Figure V-15 : Vue du banc goniométrique au travers de l'application de conception SolidWorks, en représentant les trois principaux blocs.

Le goniomètre est instrumenté et piloté sous LabVIEW à partir d'une interface homme-machine, laquelle permet notamment de faire pivoter les blocs n°2 et n°3, et de récupérer en continu le signal du photodétecteur. De plus, un programme de mesure automatisé par balayage angulaire a été implémenté, permettant de mesurer le profil angulaire d'un point d'émission. L'utilisation du goniomètre doit s'accompagner de plusieurs étapes d'alignement : une première étape consiste à régler l'axe du bloc capteur perpendiculairement au plan de l'échantillon. La seconde manœuvre consiste à régler la position de l'axe de rotation du bloc capteur pour le faire coïncider avec le point d'émission. Une dernière étape importante avant de procéder aux mesures est le réglage de la polarisation de la lumière guidée dans le circuit. Ce réglage se fait à partir de deux contrôleurs de polarisation dans lesquels la fibre est enroulée.

### V.2.1.2 Modes opératoires au photodétecteur et par imagerie

Pour effectuer des mesures de puissance optique, le bloc capteur du banc goniométrique est disposé comme indiqué sur la Figure V-16 (a) : un photodétecteur est placé derrière un diaphragme permettant de bloquer d'éventuelles réflexions parasites. Un cache, non représenté sur la figure, est également installé à côté de la fibre et au plus près de la puce afin de bloquer la réflexion spéculaire du signal d'entrée n'ayant pas été injecté dans le circuit. Le microscope permet un contrôle visuel sur la puce. Il est très utile pour le couplage fibre-puce ainsi que pour l'observation du signal de sortie.

L'algorithme de balayage angulaire est important car il permet non seulement de mesurer l'angle d'extraction d'un circuit, mais aussi de visualiser le profil angulaire d'émission dans le plan horizontal. Pour visualiser le profil en deux dimensions, dans les plans  $(x, y)$  et  $(y, z)$ , un système

d'imagerie peut être monté sur le banc de caractérisation, comme représenté sur la Figure V-16 (b). Il combine un système de lentilles avec une caméra CMOS placée derrière.

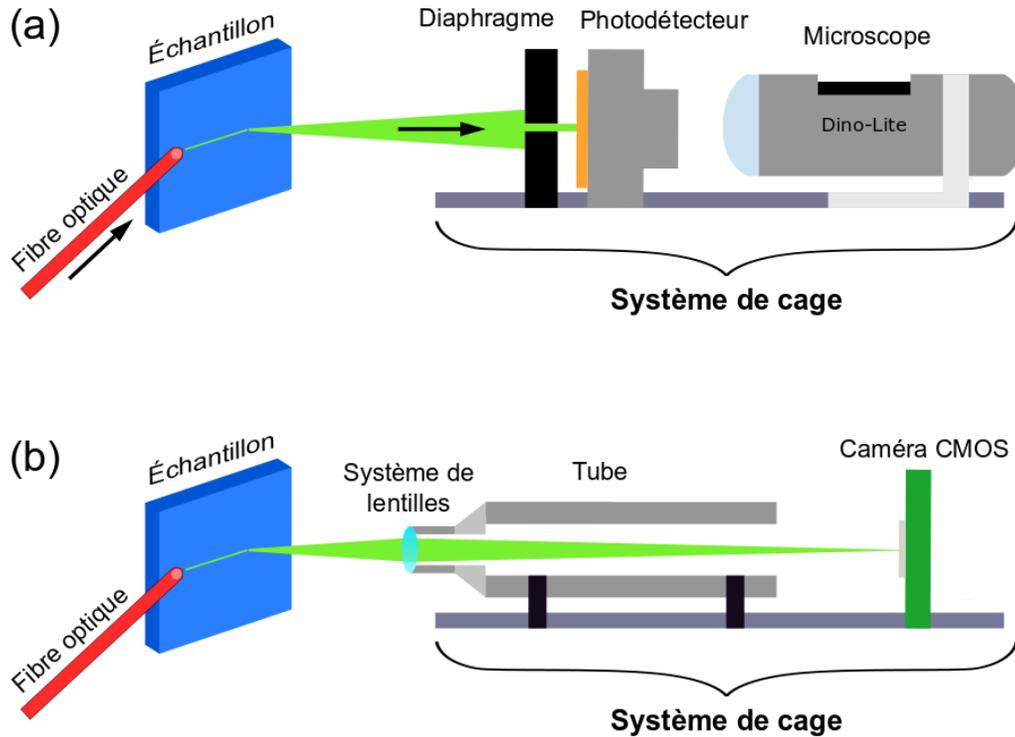


Figure V-16 : Schéma du montage de mesure au goniomètre en mettant en évidence le mode de mesure par photodétecteur en (a) et par imagerie en (b).

Outre la caractérisation d'un point d'émission en 2D, le 2<sup>e</sup> montage permet aussi la visualisation du signal en champ proche grâce au système de lentilles, alors que seul le champ lointain est accessible avec le 1<sup>er</sup> montage.

## V.2.2 Amélioration du banc

Le banc goniométrique a été optimisé au cours de ma thèse dans le but de répondre à des besoins plus spécifiques, visant notamment à atteindre de meilleures précisions d'alignement fibre-réseaux et d'automatiser les mesures sur les circuits. La transformation du goniomètre a consisté à remplacer les actionneurs de translation  $x$  et  $y$  de l'échantillon, jusqu'alors manuels, par des actionneurs piézoélectriques pouvant être pilotés depuis LabVIEW. Ces actionneurs, fonctionnant en boucle ouverte, ont une précision de déplacement inférieure à 30 nm, une course de presque 13 mm et une vitesse maximale de 1,2 mm/min [5]. Une grande partie du travail d'amélioration du banc a été réalisé par Papa SECK, un étudiant en dernière année de cycle ingénieur que j'ai eu l'opportunité de co-encadrer lors de son stage de fin d'études sur la caractérisation de nos circuits photoniques. Une première étape est la calibration des picomoteurs pour estimer leur déplacement réel pour chaque commande d'incrément. Cette estimation reste toutefois approximative car difficile à prédire du fait du fonctionnement en boucle ouverte des picomoteurs. Les valeurs estimées de déplacement par incrément sont comprises entre 18 nm et 21 nm selon la direction et le sens de déplacement choisi.

L'optimisation du couplage est une étape cruciale pour les caractérisations optiques, notamment les différentes mesures de pertes (propagation linéique, courbures, croisements multiniveaux, etc...). Des imprécisions sur le couplage augmente l'incertitude sur les mesures. Pour cela, Papa SECK a mis au point pendant son stage un algorithme de recherche de maximum pour optimiser le couplage dans un circuit. Celui-ci est schématisé sur la Figure V-17.

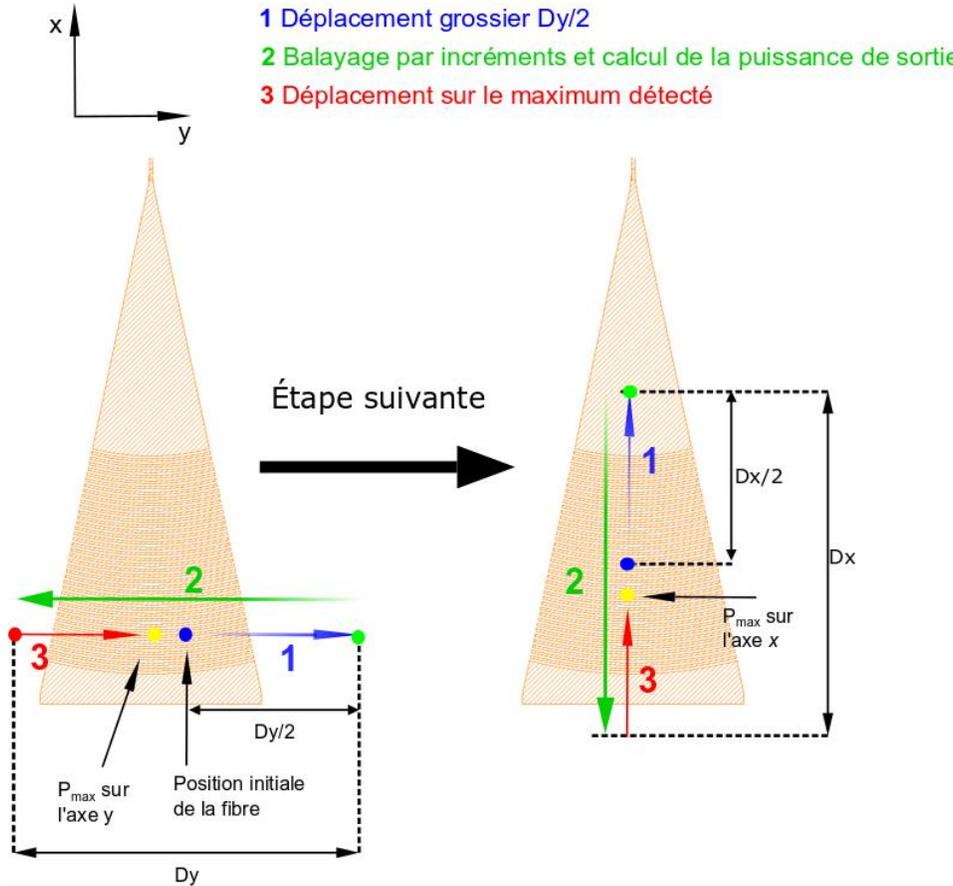


Figure V-17 : Illustration des étapes de mouvement de la fibre selon l'algorithme de recherche du maximum de couplage.

Du fait de la non reproductibilité du déplacement des picomoteurs, notamment sur des courses importantes (supérieures à 1000 incréments), le retour à une position identifiée peut se faire avec des erreurs. En particulier, lors de l'étape n°3 schématisée sur la Figure V-17, la fibre doit être repositionnée à l'endroit où la valeur maximale a été détectée. Néanmoins, celle-ci ne revient jamais exactement sur la position du maximum à cause des imprécisions évoquées. Une solution pour remédier à ce problème est de réduire progressivement la fenêtre de balayage à mesure que l'algorithme effectue la recherche d'optimum de couplage, ce qui revient à réduire  $D_x$  et  $D_y$ . La Figure V-18 (a) montre une convergence de la puissance optique détectée à mesure que la fenêtre de déplacement est réduite.

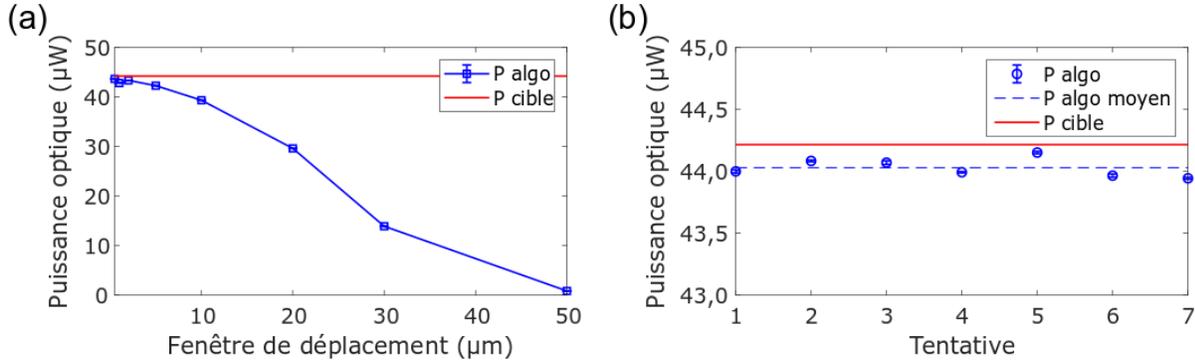


Figure V-18 : (a) Convergence de la puissance optique en fonction de la taille de la fenêtre de déplacement. (b) Répétabilité de l'algorithme complet de recherche de maximum sur sept tentatives.

La puissance cible a été déterminée à l'aide d'un couplage effectué de manière « semi-manuelle » en réglant directement les incréments des picomoteurs sur l'interface LabVIEW. Une moyenne sur 300 points de mesure consécutifs permet ensuite de donner une valeur de puissance cible  $P_{\text{cible}} = 44,2 \mu\text{W}$ . La fenêtre de déplacement est progressivement réduite en prenant une série de valeurs entre 50  $\mu\text{m}$  et 0,5  $\mu\text{m}$ . Pour la fenêtre la plus grande, l'algorithme donne une valeur éloignée d'environ deux ordres de grandeur par rapport à la valeur cible, ce qui représente une erreur d'environ 98 %. En revanche, le résultat converge vers la valeur cible à mesure que la fenêtre est réduite pour atteindre une erreur de 1,3 %.

Un autre critère de qualité pour ce processus de mesure est la répétabilité. En effet, il est important de vérifier que le programme trouve un optimum proche de la valeur cible lorsqu'il est exécuté plusieurs fois. Pour cela, le programme d'optimisation a été lancé à 7 reprises consécutives. Les résultats de cette étude sont montrés sur la Figure V-18 (b). L'ensemble des mesures donne une puissance moyenne  $P_{\text{répét,moy}} = 44,03 \mu\text{W}$  et un écart-type  $\sigma_{\text{répét}} = 74,5 \text{ nW}$  ( $\sim 0,17\%$  de la moyenne). L'erreur avec la valeur cible vaut environ 0,4 %.

Il peut être conclu de cette partie que l'algorithme de recherche d'optimum de couplage fonctionne de manière répétable et avec une marge d'erreur satisfaisante. Une condition essentielle pour le bon fonctionnement de l'algorithme est de le faire converger vers la valeur cible en l'exécutant itérativement et en réduisant la fenêtre d'amplitude de recherche. Cet algorithme a été d'une grande importance pour les mesures de puissance effectuées, notamment sur la toute fin de thèse. Dans la prochaine section, je présente les résultats des caractérisations menées sur les circuits d'étude.

### V.3 Caractérisations et résultats

Les caractérisations présentées dans cette section ont été menées sur les plaques n°1 et n°2 extraites en cours de fabrication des lots (voir section V.1.1). La première, ne comportant pas d'encapsulation en  $\text{SiO}_2$  au-dessus des guides, a été extraite principalement pour réaliser des photographies au microscope optique et électronique, et pour caractériser la rugosité des flancs des guides. En attendant la livraison de la plaque n°2 (qui comporte seulement le premier niveau de guides encapsulés) des premières caractérisations, principalement angulaires, ont été menées sur la

plaque n°1 avec un important soutien de Papa SECK. Concernant la plaque n°2, des caractérisations de pertes de propagation ou par courbures ont pu être menées sur les circuits photoniques.

La livraison des plaques n°3 à n°6 comportant les deux niveaux de guides d'onde n'a pas pu avoir lieu avant la fin de rédaction de ce manuscrit. Je n'ai donc pas eu l'opportunité de caractériser le démonstrateur complet tel que décrit au chapitre précédent. De plus, étant donné la livraison relativement tardive des deux premières plaques sur ma période de thèse, le temps restant ne m'a pas permis d'effectuer de nombreuses caractérisations, bien que n'ayant qu'un niveau de guides à caractériser. De nombreux circuits d'étude resteront donc à caractériser à la suite de ma thèse.

### V.3.1 Caractérisations angulaires

#### V.3.1.1 Caractérisation des réseaux de couplage

Les premières caractérisations optiques ont été menées sur la plaque n°1, où l'étude s'est concentrée sur les réseaux de couplage. En calculant l'indice effectif sur une section de guide non encapsulée, on détermine un angle d'insertion et d'extraction des réseaux de Bragg de couplage d'environ  $29,3^\circ$  à 532 nm de longueur d'onde pour la polarisation TM. Au moment de la réception de ces premières puces, seul un laser fibré à 519 nm de longueur d'onde était disponible au laboratoire. Cela diminue très légèrement l'angle de couplage du réseau de  $0,2^\circ$ . La distribution angulaire de la puissance du signal mesuré en sortie de cinq guides droits de 300 nm de large et de 3,3 mm de longueur est représentée sur la Figure V-19 (a).

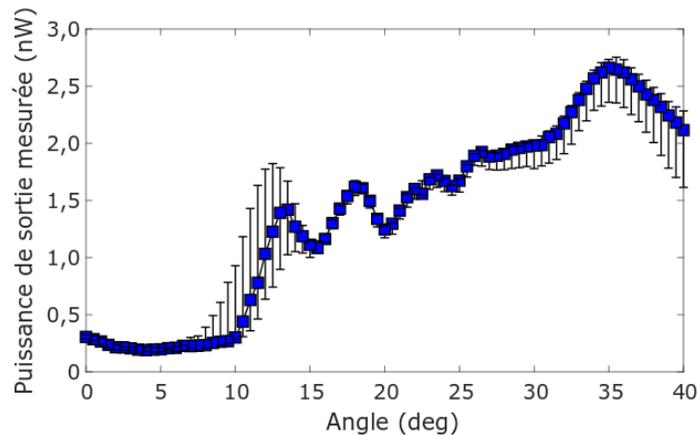


Figure V-19 : Distribution angulaire de puissance mesurée en sortie d'un réseau d'extraction non encapsulé. Les données correspondent à la valeur médiane de cinq mesures distinctes.

La distribution angulaire de la puissance extraite est assez inattendue. Au lieu d'un profil gaussien auquel on pourrait s'attendre pour une mesure angulaire en champ lointain, un profil asymétrique est mesuré sur une large plage angulaire (plus de  $30^\circ$ ) et présentant des oscillations. Le maximum de ce signal se trouve autour de  $35^\circ$ , ce qui est environ  $6^\circ$  plus élevé que l'angle attendu. Il faut remarquer que la puissance mesurée est globalement très faible : quelques nanowatts, ce qui est à peine un ordre de grandeur au-dessus de la limite de détection. D'autre part, la mesure était parasitée par un bruit de fond assez important, laissant peu de visibilité sur le signal utile. Un profil d'émission similaire a toutefois été mesuré à diverses reprises sur les puces non-

encapsulées. Pour vérifier ce phénomène, des simulations du profil d'émission en champ lointain ont été effectuées à l'aide de la méthode 3D-FDTD. La structure de simulation comprend un guide droit, de dimensions identiques aux guides testés, dans lequel est injecté le mode fondamental TM, et au bout duquel est placé un réseau d'extraction totalement gravé sur la profondeur du guide, de période 500 nm et avec un facteur de remplissage de 50%. La Figure V-19 (a) montre le résultat avec un circuit non-encapsulé, et une comparaison entre le cas encapsulé et non-encapsulé est représentée sur la Figure V-20 (b).

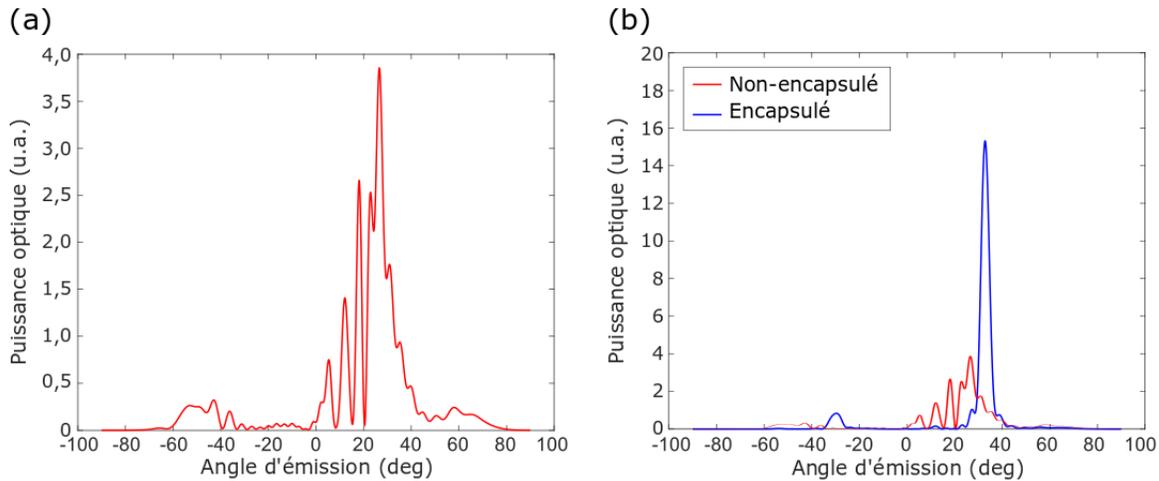


Figure V-20 : Distributions angulaires de la puissance optique extraite d'un guide droit simulés par la méthode 3D-FDTD. (a) : cas d'un circuit non-encapsulé. (b) : profils d'émission des cas encapsulé et non-encapsulé représentés sur la même échelle de puissance.

La dissymétrie du profil d'émission dans le cas non-encapsulé reflète la dissymétrie du profil d'indice dans l'environnement du réseau d'extraction. En effet, la couche de BOX a un indice de réfraction d'environ 1,46 à 532 nm alors que l'indice du superstrat environnant est celui de l'air. Étant donné que la différence d'indice entre les crénelures du réseau est plus élevée sans encapsulation qu'avec, la force du réseau est aussi plus importante et la lumière est extraite avec une plus grande efficacité : elle n'interagit donc qu'avec une faible partie du réseau. Cela implique plusieurs choses : d'une part, le contraste d'indice est tel que l'approximation du faible couplage du réseau de diffraction n'est plus valide ; d'autre part, la force du réseau d'extraction résulte en un signal angulairement plus large en champ lointain. Cela explique la différence d'ouverture angulaire entre les deux signaux simulés et montrés sur la Figure V-20 (b). On trouve environ  $40^\circ$  pour le cas non-encapsulé contre environ  $10^\circ$  entre les deux premiers minima pour le cas encapsulé. L'aire sous les deux signaux présentent un écart d'environ 25%, ce qui indique que la puissance totale extraite est quasi similaire. On s'attend donc à un profil d'émission ayant un pic plus marqué dans le cas encapsulé, ce qui devrait faciliter les mesures.

En attendant de recevoir la plaque n°2 (avec encapsulation) qui n'avait pas encore été livrée au moment de cette étude, nous avons étudié l'effet d'une encapsulation sur le profil d'émission et la puissance de pic émise. Pour cela, nous avons fixé grâce à de la colle UV une lamelle de microscope au-dessus de la puce sur laquelle les mesures de la Figure V-19 ont été effectuées (voir Figure V-21 (a)). La lamelle a été déposée de manière à recouvrir le guide et le réseau d'extraction, mais à laisser le réseau d'insertion à découvert afin de pouvoir rapprocher la fibre au plus près du

réseau. Sachant qu'une lamelle de microscope a une épaisseur de l'ordre de la centaine de microns, la fibre n'aurait pas pu être suffisamment rapprochée du réseau d'insertion pour injecter correctement la lumière.

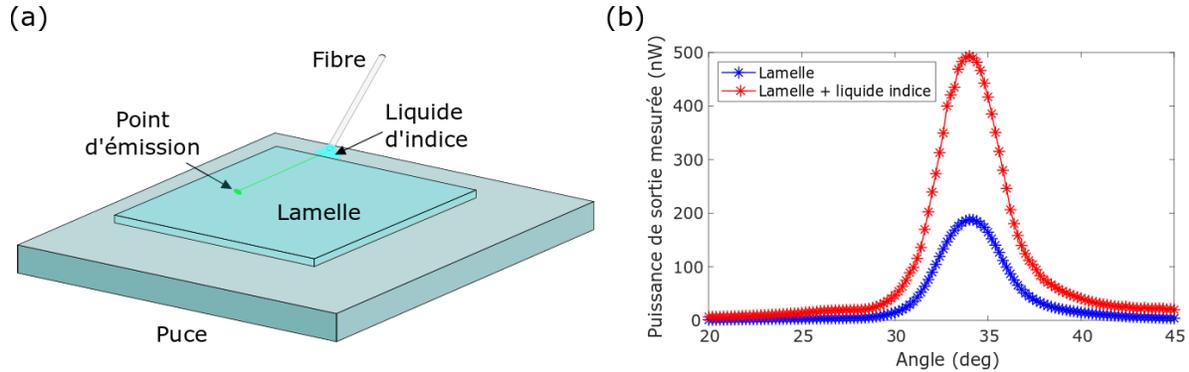


Figure V-21 : (a) Schéma du procédé de mesure sur une puce dont le circuit caractérisé est recouvert par une lamelle de microscope et le réseau d'insertion est immergé dans une goutte de liquide d'indice. (b) Profil de la puissance émise mesurée par balayage angulaire avec la lamelle comme encapsulation, dans le cas où le réseau d'insertion est découvert ou recouvert par une goutte de liquide d'indice.

La Figure V-21 (b) met en évidence l'effet significatif de la lamelle sur la forme et la puissance de pic du profil d'émission. On retrouve un profil symétrique de type gaussien du fait de la symétrie du substrat et du superstrat, avec une largeur angulaire à mi-hauteur de  $4^\circ$ . La puissance pic est quant à elle passée de  $2,6 \pm 0,3$  nW sans encapsulation à 188 nW avec une encapsulation par la lamelle. Pour aller plus loin, nous avons effectué la même mesure en rajoutant une goutte de liquide d'indice couvrant la fibre et le réseau d'entrée, tout en maintenant inchangés l'angle d'émission et le rapprochement fibre-puce. Le pic de puissance du profil d'extraction monte alors à 493 nW. Le calcul des intégrales sous les courbes de distribution de puissance pour ces deux dernières séries de mesures donne un ratio de puissance d'environ 2,6. Autrement dit, l'ajout du liquide d'indice a permis de multiplier par 2,6 la puissance optique mesurée en sortie du circuit. Cela met en évidence le rôle non-négligeable de l'encapsulation, tant sur l'efficacité d'insertion que d'extraction des coupleurs.

## V.3.2 Pertes de propagation

### V.3.2.1 Mesures à 532 nm de longueur d'onde

Les pertes de propagation ont été mesurées à la longueur d'onde de 532 nm sur les quatre premiers groupes de circuits en spirales, dont les largeurs de guides varient entre 250 nm et 400 nm par pas de 50 nm. Pour chaque largeur, les pertes sont déterminées à partir d'une régression linéaire sur les séries de données correspondant aux six longueurs de spirales disponibles et aux puissances optiques mesurées et exprimées en dBm. Les résultats sont compilés sur la Figure V-22 pour les quatre largeurs de guides considérées, conjointement au coefficient de détermination linéaire  $R^2$ . On considère que la mesure est valide dès lors que  $R^2 > 0,98$ .

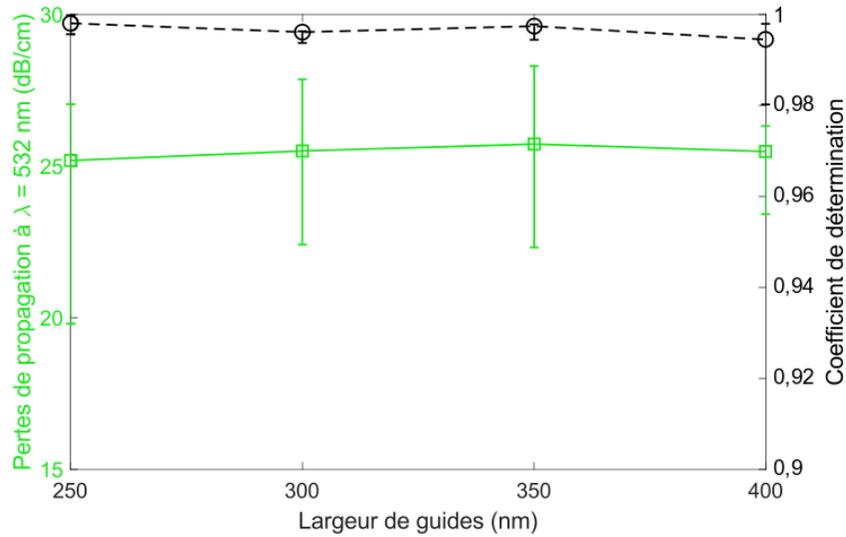


Figure V-22 : Pertes de propagation à 532 nm de longueur d’onde mesurées sur des groupes de circuits en spirales dont les largeurs varient entre 250 nm et 400 nm par pas de 50 nm. Le coefficient de détermination linéaire est représenté pour chaque point de mesure.

Les mesures de pertes ont été effectuées sur 3 puces sélectionnées à différents endroits sur la plaque. La polarisation TE a été utilisée pour cette série de mesures car elle donnait davantage de signal de sortie que la polarisation TM. Les carrés verts représentent les valeurs médianes pour chaque largeur de guide considérée, et les barres d’erreur correspondent aux valeurs maximales et minimales mesurées. Les pertes de propagation mesurées à 532 nm de longueur d’onde sont globalement très élevées : en moyenne de 25,5 dB/cm, ce qui est bien au-delà de l’état de l’art. À titre de comparaison, Sacher *et al.* [6] démontrent des pertes proches de 6 dB/cm pour des guides en SiN PECVD avec des dimensions similaires à celles des guides utilisés dans cette thèse et sur une gamme spectrale couvrant 532 nm. Subramanian *et al.* [7] annoncent quant à eux des pertes proches de 1,6 dB/cm à 532 nm de longueur d’onde. À noter que les résultats présentés sur la Figure V-22 correspondent à la mesure des trois premières spirales. En effet, les pertes sont telles que la puissance mesurée en sortie des deux ou trois derniers circuits est souvent très proche de la limite de détection du photodétecteur, ce qui ne permet pas d’exploiter de manière fiable ces mesures pour extraire les pertes par régression linéaire.

Le niveau de pertes est d’autant plus surprenant que la rugosité a effectivement été réduite par rapport aux échantillons du lot précédent. Pour rappel, notre objectif était de réduire les pertes mesurées lors des travaux de thèse précédents, lesquelles étaient de l’ordre de 14 dB/cm. Plus surprenant encore, aucune réduction significative des pertes avec la largeur des guides ne peut être constatée, ce qui ne valide pas le modèle de Payne et Lacey [8]. Ce résultat suggère que la rugosité des flancs n’est pas une cause majoritaire des pertes mesurées dans les guides. Pour valider cette affirmation, j’ai réévalué le modèle en tenant compte des rugosités mesurées sur les nouveaux échantillons. L’estimation de pertes selon le modèle de Payne et Lacey est montrée sur la Figure V-23 avec la valeur de LER de 3,55 nm mesurée sur la plaque n°2 (voir section V.1.2.1). Les pertes sont tracées en fonction de la longueur de corrélation (théorique) du profil de rugosité.

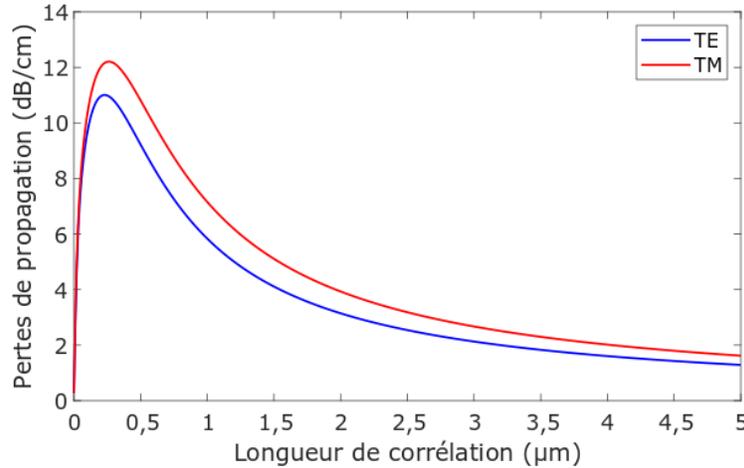


Figure V-23 : Pertes de propagation estimées à partir du modèle de Payne et Lacey en fonction de la longueur de corrélation du profil de rugosité.

Le modèle de Payne et Lacey prévoit au maximum 12,2 dB/cm de pertes de propagation avec le LER mesuré expérimentalement sur les échantillons. Cela ne correspond pas aux pertes mesurées expérimentalement. L'origine des pertes mesurées peut être multiple, il peut s'agir soit d'erreurs de conception, soit de problèmes au niveau de la qualité des couches de Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>. Un exemple d'impact du matériau sur les pertes peut être un coefficient d'extinction optique non négligeable pouvant causer une absorption élevée de la lumière sur les longueurs de propagation considérées.

Concernant la conception et la fabrication des circuits, un substrat de silicium trop proche des guides pourrait causer une absorption conséquente de la lumière sur de grandes longueurs de propagation. Pour analyser cette hypothèse, j'ai simulé les pertes de propagation par absorption de la lumière dans le substrat de silicium par la méthode 3D-FDTD pour des épaisseurs de BOX variant entre 200 nm et 2 μm ; les résultats sont montrés sur la Figure V-24. Dans mon circuit, la couche d'oxyde de silicium séparant le substrat des circuits a été fixée à 1,1 μm.

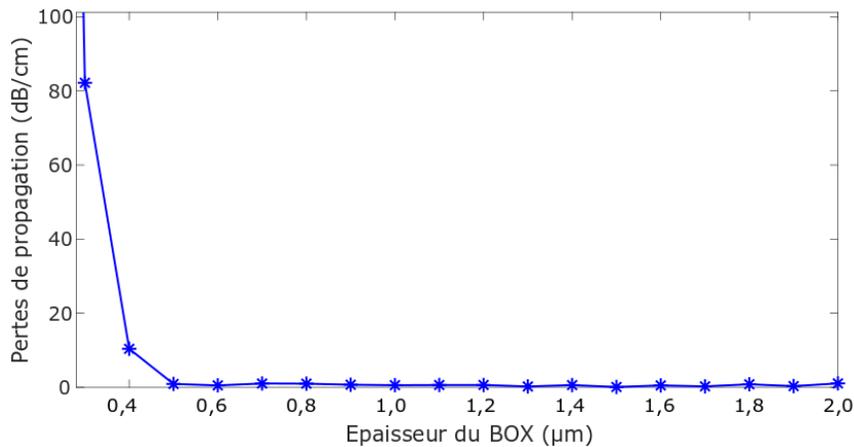


Figure V-24 : Pertes de propagation simulées par la méthode 3D-FDTD en fonction de l'épaisseur de la couche de silice séparant le guide en SiN du substrat de silicium.

Des pertes excessivement élevées peuvent être atteintes pour des épaisseurs de BOX de l'ordre de celle du guide. Néanmoins elles convergent rapidement vers des valeurs négligeables. À 600 nm d'épaisseur, les pertes valent environ 0,16 dB/cm ; et à partir de 800 nm, toutes les valeurs sont inférieures à 0,04 dB/cm. Il est donc très peu probable que le substrat de silicium contribue aux pertes de propagation mesurées. Dès lors, l'hypothèse d'un coefficient d'extinction non négligeable dans le SiN comme cause de pertes semble être l'explication la plus plausible.

Dans un matériau, le coefficient d'extinction est principalement influencé par les liaisons chimiques présentes dans le matériau, soit naturellement, soit formées lors du procédé de fabrication suivant la technique de dépôt utilisée. En particulier, la méthode PECVD utilise des précurseurs chimiques pouvant former des liaisons absorbantes [9]. Suivant la largeur de bande interdite de la liaison, la lumière peut subir une absorption lorsque son énergie est suffisante (ou que sa longueur d'onde passe sous un seuil critique). D'un autre côté, si la fréquence de résonance de la liaison correspond à la fréquence du mode guidé, la lumière se trouve alors sur un pic d'absorption.

En se basant sur l'estimation de pertes de propagation  $\alpha_{prop} = 25,5$  dB/cm à  $\lambda = 532$  nm, il est possible d'estimer la partie imaginaire de l'indice effectif  $n''_{eff}$ , assimilable à un coefficient d'extinction effectif calculé à partir de l'équation suivante :

$$n''_{eff} = \frac{\lambda}{4\pi} \ln(10) \frac{\alpha_{prop}}{10} \quad (V-1)$$

On déduit  $n''_{eff} = 2,5 \times 10^{-5}$ . À l'aide du solveur de mode de Lumerical et de la connaissance de la largeur du guide, le coefficient d'extinction du matériau SiN est estimé à  $n'' = 3,2 \times 10^{-5}$ . À partir de cette valeur, il est possible de simuler l'évolution théorique des pertes de propagation par absorption qui, contrairement au cas de la rugosité, doit augmenter avec la largeur des guides du fait d'un confinement de lumière plus important dans un matériau absorbant. Les résultats du calcul de pertes effectué avec le solveur de mode sont montrés sur le Tableau V-3 pour les quatre largeurs de guide considérées.

Tableau V-3 : Pertes de propagation linéiques mesurées et simulées sur les quatre premiers groupes de spirales avec un SiN ayant un coefficient d'extinction de  $3,2 \cdot 10^{-5}$  à 532 nm de longueur d'onde.

Largeur guide (nm)		<b>250</b>	<b>300</b>	<b>350</b>	<b>400</b>
Pertes simulées (dB/cm)		22,0	25,47	27,38	28,47
Pertes mesurées (dB/cm)	médiane	25,19	25,5	25,73	25,59
	max	27,04	27,86	28,3	26,36
	min	20,91	24,55	23,39	25,48

D'après les simulations, une augmentation des pertes est effectivement observée avec la largeur des guides, ce qui n'est pas la tendance des valeurs médianes observées sur les différentes mesures. Il est possible que les rugosités aient tout de même une influence sur les pertes, dont l'effet tendrait à compenser celui induit par le coefficient d'extinction. Cela pourrait expliquer qu'aucune tendance significative ne soit observée en fonction de la largeur. Dans tous les cas, les barres d'erreur relativement conséquentes sur les valeurs expérimentales ne permettent pas d'émettre des conclusions définitives sur l'influence de l'absorption ou de la rugosité sur le

phénomène de pertes. Ce calcul permet toutefois de donner une idée du coefficient d'extinction auquel on peut s'attendre sur le matériau effectivement déposé.

Afin d'estimer le comportement spectral du matériau, il est intéressant de mesurer les pertes de propagation à d'autres longueurs d'onde. Cela permettra de savoir s'il existe un pic d'absorption spécifique proche de la longueur d'onde de 532 nm ou si l'absorption augmente de manière continue lorsque la longueur d'onde diminue.

### V.3.2.2 Comparaison à d'autres longueurs d'onde

Les mêmes mesures de pertes de propagation ont donc été effectuées sur les mêmes échantillons que précédemment, avec des sources laser émettant aux longueurs d'onde de 661 nm et 483 nm. Comme pour le cas précédent, les résultats de pertes obtenus à la longueur d'onde de 661 nm sont montrés sur la Figure V-25 via leurs valeurs médianes et leurs barres d'erreur, ainsi que leurs coefficients de détermination linéaire.

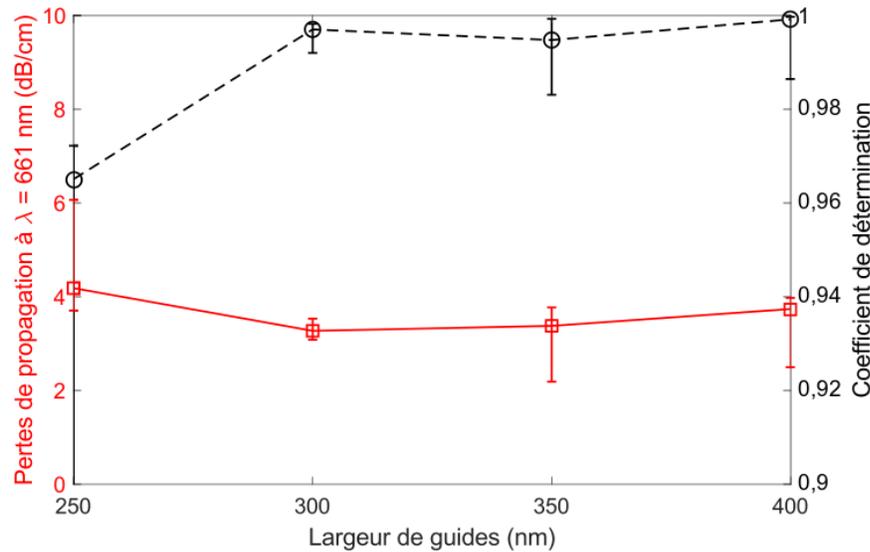


Figure V-25 : Pertes de propagation à 661 nm de longueur d'onde mesurées sur des groupes de circuits en spirales dont les largeurs varient entre 250 nm et 400 nm par pas de 50 nm. Le coefficient de détermination linéaire est représenté pour chaque point de mesure.

Le coefficient de détermination faible pour la largeur de guide de 250 nm met en évidence un problème de fiabilité de mesure sur l'un des circuits en spirales de largeur 250 nm de l'une des puces caractérisées. En comparaison aux autres circuits du même groupe, celui-ci fournit un signal de sortie anormalement faible, ce qui dégrade la qualité de la mesure. Cela explique aussi la valeur de pertes linéiques à 6 dB/cm alors que les valeurs médianes se maintiennent entre 3,2 dB/cm et 4,2 dB/cm. En moyenne, la mesure de pertes de propagation à 661 nm de longueur d'onde donne 3,6 dB/cm, ce qui est significativement plus faible que les pertes mesurées à 532 nm, et beaucoup plus proche de l'état de l'art à cette longueur d'onde. Sur des guides similaires, Sacher *et al.* présentent des pertes de 4,1 dB/cm à 648 nm de longueur d'onde sur des guides similaires aux nôtres. À nouveau, on ne constate pas de diminution de pertes avec la largeur des guides, qui serait

signe d'une influence de la rugosité. Ces deux constats renforcent l'hypothèse du coefficient d'extinction comme cause principale des pertes de propagation.

Le calcul sur d'indice imaginaire de réfraction  $n''$  peut à nouveau être effectué ici pour la longueur d'onde de 661 nm. L'équation (V-1) permet de déterminer  $n''(\lambda = 661 \text{ nm}) \approx 4.10^{-6}$ . Cela implique une réduction du coefficient d'extinction d'un ordre de grandeur par rapport à  $\lambda = 532 \text{ nm}$ . À la longueur d'onde de 661 nm, on a donc  $n''_{eff} = 4.10^{-6} \Rightarrow n'' = 7,2.10^{-6}$ . Comme précédemment pour la longueur d'onde de 532 nm, les pertes mesurées à 661 nm sont comparées aux simulations avec un SiN ayant un coefficient d'extinction optique valant  $7,2.10^{-6}$ .

Tableau V-4 : Pertes de propagation linéiques mesurées et simulées sur les quatre premiers groupes de spirales avec un SiN ayant un coefficient d'extinction de  $7,2.10^{-6}$  à 661 nm de longueur d'onde.

Largeur guide (nm)		250	300	350	400
Pertes simulées (dB/cm)		2,45	3,29	3,88	4,26
Pertes mesurées (dB/cm)	médiane	4,18	3,27	3,38	3,74
	max	6,06	3,53	3,77	4,00
	min	3,70	3,08	2,19	2,48

Concernant la source à 483 nm de longueur d'onde, les pertes de propagation, beaucoup trop élevées, n'ont pas pu être mesurées sur les différentes spirales. Le signal émergent de la spirale la plus courte était déjà très proche de la limite de détection du photodétecteur : autour de  $-53 \text{ dBm}$  mesuré pour une limite de détection autour de  $-60 \text{ dBm}$ . À défaut de pouvoir utiliser la succession de spirales pour calculer les pertes, je me suis basé sur une autre méthode beaucoup plus approximative. Elle consiste à calculer un rapport de puissance entre la sortie de la fibre et la sortie d'un circuit droit. Le rapport de puissance est égal à l'ensemble des pertes rencontrées dans le circuit (voir équation (V-2)), lesquelles peuvent se décomposer en pertes par insertion fibre-puce, pertes de propagation linéiques et pertes en extraction (voir Figure V-26).

$$\frac{P_3}{P_0} = -(\alpha_{inj} + \alpha_{prop} \cdot L + \alpha_{ext}) \quad (V-2)$$

Où  $\alpha_{inj}$  et  $\alpha_{ext}$  représentent respectivement les pertes par injection fibre-puce et par extraction. Le terme  $\alpha_{prop}$  représente les pertes de propagation linéiques et  $L$  la longueur du circuit. En extraction, on peut estimer qu'environ 50% du mode est extrait vers le haut, et 50% vers le bas, ce qui implique que  $\alpha_{ext} \approx 3 \text{ dB}$ .



Figure V-26 : Schématisation d'un circuit droit avec différents points de mesures de puissance pour le calcul d'estimation des pertes de propagation dans le bleu.

Le terme  $\alpha_{inj}$  est relativement complexe à estimer car il dépend de la distance fibre-puce et de l'angle d'injection. En me servant des mesures de pertes de propagation à 532 nm de longueur

d'onde, le terme  $\alpha_{inj}$  peut être estimé puis reporté sur la mesure de puissance à 483 nm de longueur d'onde afin d'estimer les pertes de propagation. À 532 nm, je mesure  $P_3/P_0 = -27,2$  dB sur un circuit de longueur  $L = 3,3$  mm et dont les pertes de propagation valent  $\alpha_{prop} = 24,6$  dB/cm. Je déduis des pertes d'insertion  $\alpha_{inj} \approx 16,1$  dB. En reportant cette valeur sur la mesure du même circuit à 483 nm de longueur d'onde, je peux déduire  $\alpha_{prop}(\lambda = 483 \text{ nm}) \approx 65,4$  dB/cm. Cette méthode est bien sûr approximative et doit être considérée avec précaution. Il est raisonnable de penser que  $\alpha_{inj}$  est du même ordre de grandeur pour les deux longueurs d'onde considérées, du fait des angles d'insertion relativement proches : environ  $30^\circ$  pour 532 nm et environ  $37^\circ$  pour 483 nm. Malgré cela, rien n'indique que l'efficacité d'insertion ne soit identique ni même comparable entre les deux longueurs d'onde. À défaut de pouvoir caractériser directement les structures en spirales, cette méthode permet d'estimer grossièrement la tendance des pertes de propagation à 482,8 nm.

### V.3.2.3 Bilan

Les pertes de propagation mesurées à 532 nm de longueur d'onde étaient inattendues car excessivement élevées par rapport aux valeurs estimées. La constance des valeurs de pertes en fonction de la largeur des guides d'onde laisse penser que la rugosité n'intervient pas de façon prépondérante dans le phénomène de pertes. Après avoir écarté l'hypothèse de l'erreur de conception/fabrication, il s'avère qu'un coefficient d'extinction non-négligeable du matériau  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , serait l'hypothèse la plus probable, bien qu'elle ne permette pas de tout expliquer. Il est probable que les pertes de propagation résultent en réalité de la contribution du coefficient d'extinction (majoritaire) et de la rugosité (minoritaire), dont l'influence sur les pertes en fonction de la largeur des guides se compensent. Il faut toutefois noter que les barres d'erreur des mesures sont relativement importantes et ne permettent pas de conclure avec certitude sur les causes exactes des pertes de propagation. Les mesures aux longueurs d'onde de 661 nm, 532 nm, et l'estimation pour la longueur d'onde de 483 nm, sont rassemblées sur la Figure V-27.

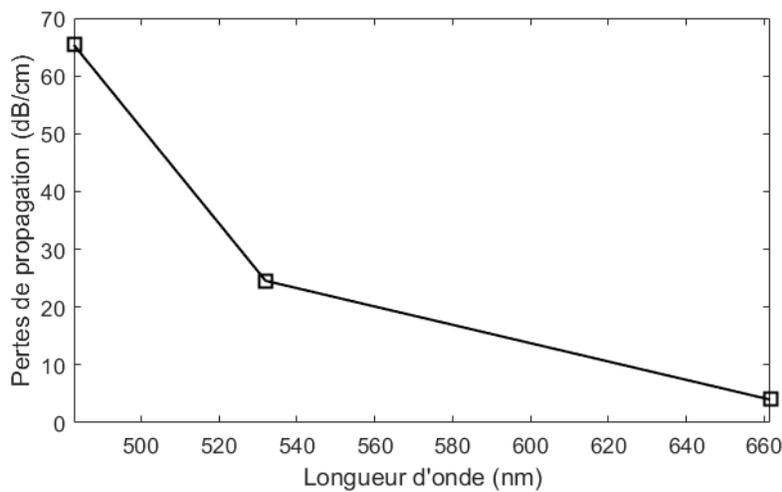


Figure V-27 : Pertes de propagation linéiques aux trois longueurs d'onde 482,8 nm, 532 nm et 661,5 nm.

L'allure de la courbe écarte l'hypothèse d'un pic d'absorption autour de 532 nm et indique plutôt une augmentation monotone des pertes avec la diminution de la longueur d'onde, très probablement dues à un coefficient d'extinction élevé. Afin d'améliorer les performances sur des futurs circuits denses de routage, il est absolument nécessaire d'optimiser la méthode de dépôt du nitrure de silicium ainsi que les recuits permettant de rompre les liaisons chimiques à l'origine d'absorptions.

Une autre surprise a été la mesure des pertes de propagation à 661 nm de longueur d'onde, qui sont environ deux ordres de grandeur plus faibles qu'à 532 nm. Malgré cette réduction spectaculaire, la cause des pertes semble être la même que précédemment car de nouveau aucune évolution significative n'est observée en fonction de la largeur des guides. Les pertes relativement faibles mesurées à 661 nm de longueur d'onde font entrevoir des perspectives intéressantes pour amorcer la recherche sur de nouveaux circuits de routage, moyennant toutefois une réadaptation des composants pour l'adapter à cette longueur d'onde. La photographie montrée sur la Figure V-28 donne un aperçu du trajet de la lumière à travers l'ensemble du circuit de routage en couplant la source laser de longueur d'onde 661 nm sur le guide source n°1.

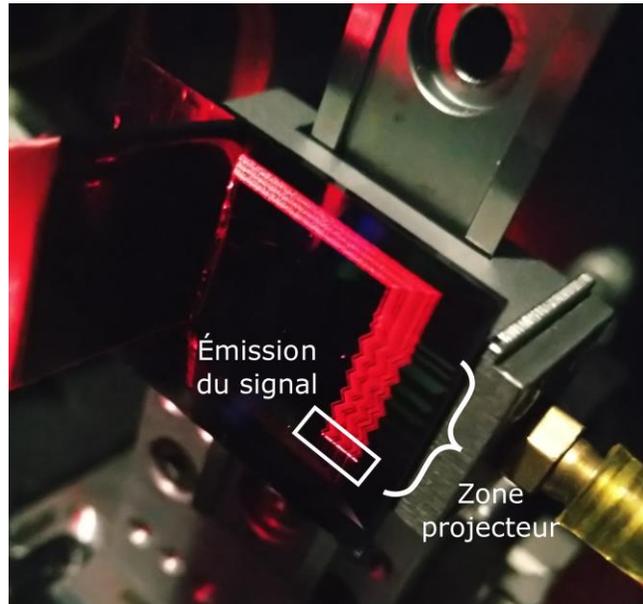


Figure V-28 : Photographie montrant le trajet du signal lumineux réparti dans les 64 guides d'onde du groupe source n°1.

La puissance d'entrée du laser a volontairement été augmenté afin de permettre une visibilité sur le parcours de la lumière à travers le démonstrateur.

### V.3.3 Courbures de guides

Les pertes par courbures ont été mesurées à la longueur d'onde de 532 nm sur les circuits d'étude « en trombone » présentés dans la section III.3.4. Le calcul des pertes se fait en normalisant la puissance optique mesurée sur la sortie de chacun des circuits par rapport à la puissance de référence mesurée sur le premier circuit sans courbure sinusoidale. Malgré les pertes de propagation élevées à cette longueur d'onde, il a été possible d'obtenir un signal de sortie suffisamment éloigné de la limite de détection pour exploiter les résultats, lesquels sont montrés sur la Figure V-29.

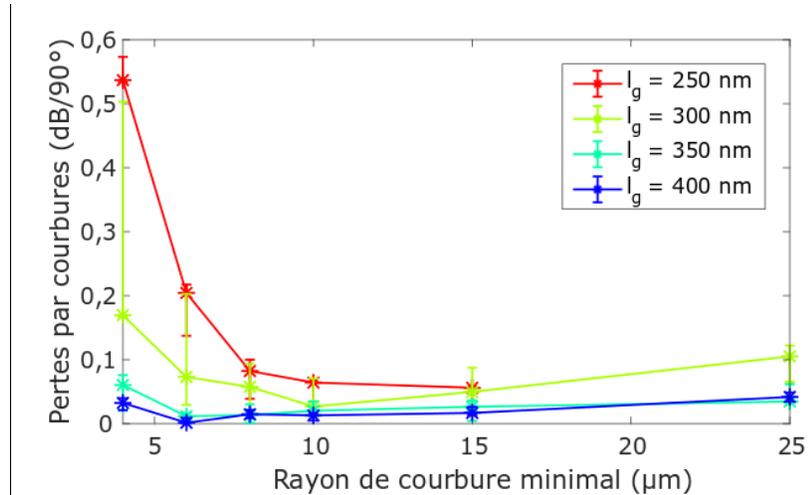


Figure V-29 : Pertes par courbures mesurées à 532 nm de longueur d'onde en fonction du rayon de courbure minimal.

Les pertes par courbures mesurées ici sont similaires aux résultats de simulation numérique présentés sur la Figure III-14, sur la tendance en fonction du rayon de courbure minimal et de la largeur des guides. Cependant, bien que ces pertes expérimentales demeurent relativement faibles, elles sont environ un ordre de grandeur au-dessus de ce qui était attendu en simulation.

Le rayon de courbure que j'ai défini lors de la conception du circuit permettait de donner une marge de sécurité suffisante en cas de pertes excessives. Les résultats présentés ici montrent que même des courbures très resserrées génèrent des pertes relativement modérées et acceptables à l'échelle du circuit de routage. Cela ouvre des perspectives intéressantes de densification s'appuyant sur de faibles rayons de courbure.

D'autre part, on constate que quel que soit le rayon de courbure, les pertes diminuent lorsque la largeur du guide augmente. Cela ne corrobore pas exactement les simulations numériques dont les résultats sont présentés sur la Figure III-13, où les pertes semblaient plutôt avoir l'effet inverse en fonction de la largeur des guides. Dans tous les cas, ces mesures expérimentales confirment qu'il est avantageux d'élargir les guides pour réduire les pertes par courbures, en veillant toutefois à ne conserver que le mode fondamental.

### V.3.4 Coupleurs $\Delta\beta$

Les coupleurs  $\Delta\beta$  font partie des éléments clefs du circuit de routage. Ils sont ici caractérisés grâce aux structures d'étude présentées sur la Figure III-6. Étant donné que ces caractérisations ont été effectuées sur la toute fin de ma thèse, les mesures ont dû être restreintes à une puce et à seulement quelques cas de structures. Pour rappel, j'ai dessiné des séries de coupleurs  $\Delta\beta$  à deux guides pour étudier par doublets de guides le comportement de la cellule à quatre guides en fonction de l'écart inter-guide. Le but est de chercher à déterminer jusqu'à quel point il serait possible de densifier la distribution de guides avec cette cellule avant d'observer un couplage significatif (voir section III.2.4). Seul le groupe de circuits correspondant aux coupleurs 390 nm – 380 nm a été caractérisé, étant donné qu'il s'agit du cas le plus critique d'après l'étude de densification menée au Chapitre III.

La caractérisation a été faite en polarisation TM, en utilisant le goniomètre en configuration « imagerie » (voir Figure V-16 (b)). À l'aide d'une caméra CMOS et d'un objectif de microscope x10, les sorties des deux bras du coupleur sont imagées. Il est possible de définir via l'interface homme-machine une région de l'image sur laquelle les valeurs de pixels sont intégrées. En calculant le rapport des deux signaux, leur ratio de puissance peut être estimé et le taux de couplage déduit. La Figure V-30 montre l'exemple d'un coupleur avec un espacement inter-guide de 550 nm. Les deux bras du coupleur ainsi que les réseaux d'extraction sont représentés en pointillés rouge.

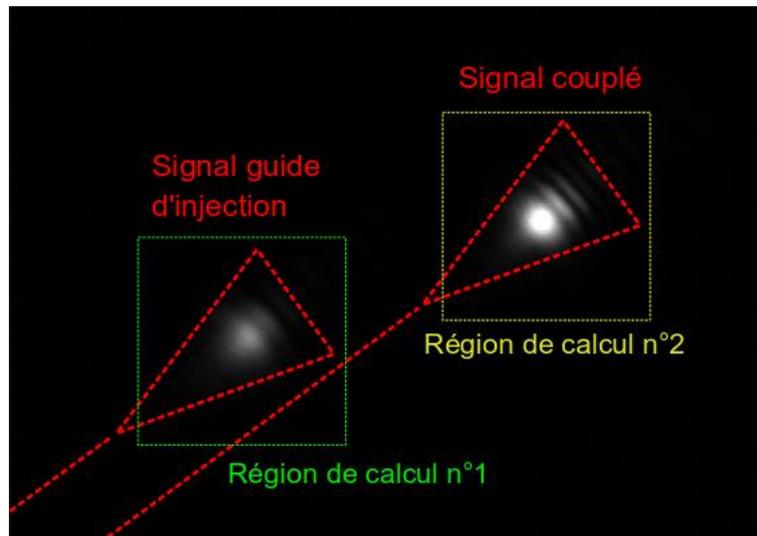


Figure V-30 : Photographie des deux sorties de l'un des coupleurs  $\Delta\beta$  avec un espacement inter-guide de 550 nm.

Les taux de couplage maximaux mesurés pour chaque écart inter-guide des coupleurs 390 nm – 380 nm sont représentés sur la Figure V-31.

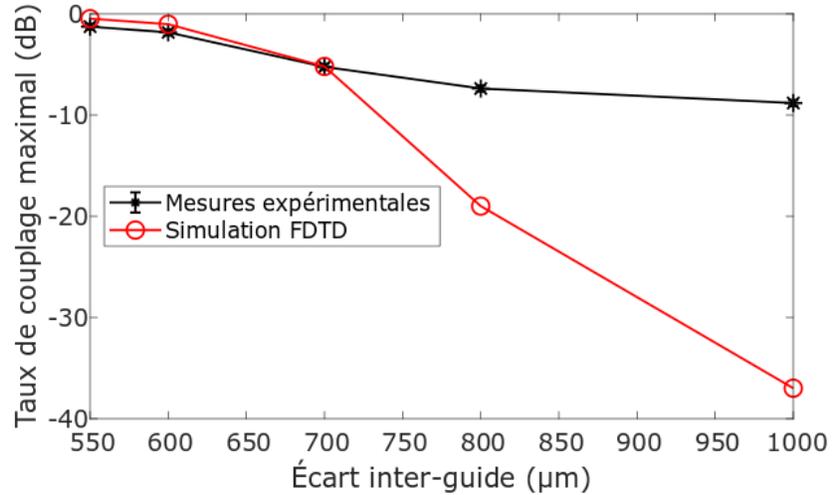


Figure V-31 : Taux de couplage maximal du coupleur  $\Delta\beta$  390 nm – 380 nm mesuré en fonction de l'écart inter-guide.

Les mesures expérimentales comprennent une incertitude systématique de  $\pm 0,3$  dB, correspondant aux fluctuations moyennes de l'intégrale des valeurs de pixels sur les régions de calcul. Pour les trois premiers points de mesure (correspondant aux écarts inter-guide de 550 nm, 600 nm et 700 nm), les données semblent relativement bien corrélées avec l'estimation par simulation FDTD, malgré une erreur relative maximale de 17% calculée sur les données en échelle linéaire. Pour les écarts inter-guide de 800 nm et 1  $\mu\text{m}$ , les valeurs expérimentales sont complètement décorrélées des données de simulation. Selon les mesures, le taux de couplage semble se stabiliser autour de  $-8,8$  dB pour un écart inter-guide de 1  $\mu\text{m}$ , ce qui est beaucoup plus élevé qu'attendu en simulation. Il est très probable que cette discordance vienne d'imprécisions numériques liées à la méthode de mesure ayant pu introduire des sources d'erreur, comme par exemple le placement de la région de calcul sur le signal couplé. Étant donné que les données expérimentales de la Figure V-31 résultent d'un calcul de ratios de puissances, diviser par une quantité très faible peut introduire des marges d'erreur considérables. À titre d'exemple, certains coupleurs du bloc correspondant à un écart de 800 nm ont été caractérisés plusieurs fois de suite. La Figure V-32 montre avec des barres d'erreur le ratio de puissance en fonction de la longueur du coupleur.

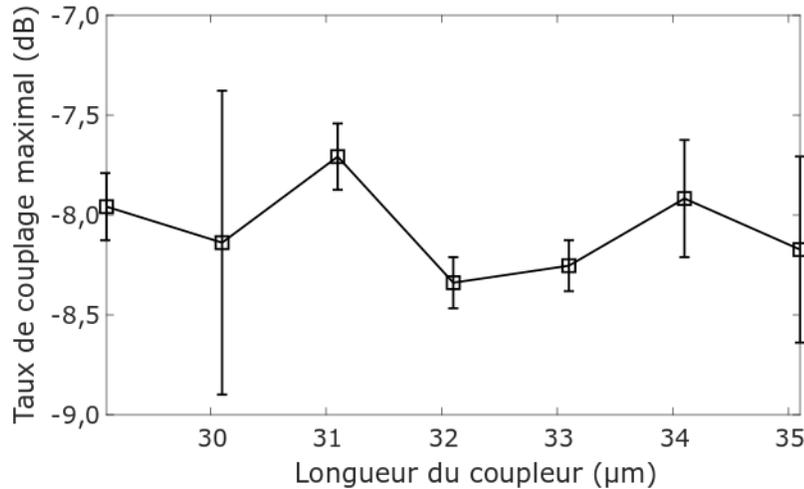


Figure V-32 : Taux de couplage mesuré sur la série de coupleur  $\Delta\beta$  correspondant à la configuration 390 nm – 380 nm avec un écart inter-guide de 800 nm.

Les erreurs par rapport aux valeurs médianes sont relativement élevées, pouvant atteindre jusqu'à 20%. Cela indique un défaut de répétabilité de mesure, ce qui ne permet finalement pas de conclure précisément sur les résultats. On peut néanmoins conclure de la Figure V-31 qu'un espacement de 1  $\mu\text{m}$  tel que défini dans ma thèse offre un taux de couplage maximal de  $-8,8$  dB, et de  $-7,4$  dB pour un espacement inter-guide de 800 nm. Avec une méthode de mesure améliorée, il serait certainement possible de démontrer un taux de couplage suffisamment bas à 800 nm d'écart inter-guide. Si ce résultat se confirme, cela ouvrirait des possibilités de densification encore plus importantes pour de prochains circuits photoniques.

## Conclusion du chapitre V

Dans ce dernier chapitre de thèse, le procédé de fabrication des circuits photoniques a été présenté en détails, ainsi que les premiers résultats expérimentaux obtenus sur les échantillons livrés sur la fin de ma période de thèse. Ceux-ci comportent seulement le premier niveau de guides d'onde, ce qui n'a pas permis de caractérisation du démonstrateur. Des caractérisations ont toutefois pu être menées sur des structures d'étude clefs, notamment sur les pertes de propagation, qui s'avèrent excessivement élevées à 532 nm de longueur d'onde ( $\sim 25$  dB/cm). L'analyse des résultats semble pencher pour un coefficient d'extinction non négligeable dans le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  comme cause des pertes, plutôt que pour un problème de rugosités, d'autant plus que l'on a cherché à les réduire au maximum durant la fabrication. Ce coefficient d'extinction est probablement dû à la présence de liaisons Si-Si, absorbantes sur des longueurs d'onde en-dessous de 1,1  $\mu\text{m}$ . Les pertes sont beaucoup plus faibles à la longueur d'onde de 661 nm (entre 3 et 4 dB/cm), ce qui ouvre des perspectives très intéressantes pour de futurs circuits de routage photonique à cette longueur d'onde. Néanmoins, si l'on souhaite s'orienter vers un dispositif de type RVB, il est nécessaire d'optimiser le procédé de fabrication de la couche de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  en cassant par des recuits des liaisons chimiques potentiellement absorbantes dans le spectre visible. Dans l'immédiat, les résultats à 661 nm de longueur d'onde permettent d'envisager l'utilisation du démonstrateur de projection dans une version dégradée mais fonctionnelle. Une analyse de performance attendue sur les

différents éléments du masque à 661 nm est nécessaire. Elle permettra de valider un grand nombre des concepts développés dans ma thèse.

Les courbures de guides ont montré de très faibles pertes à 532 nm, même avec des rayons de courbure aussi faibles que 4  $\mu\text{m}$ . Alors que des marges de sécurité assez confortables ont été prises sur les dessins des virages, le résultat expérimental ouvre la voie sur des possibilités de densification beaucoup plus grandes pour la suite des activités de recherche sur le projet.

Les résultats obtenus sur les coupleurs  $\Delta\beta$  ne permettent pas à ce jour de corréler complètement les performances de la configuration de cellule à quatre guides avec les simulations réalisées. Des caractérisations supplémentaires seraient souhaitables, avec un protocole de mesure davantage optimisé. Néanmoins, ces premiers résultats semblent indiquer une extinction de la diaphonie de signal pour des écarts inter-guides proches de 800 nm, ce qui laisserait entrevoir des possibilités supplémentaires de densification.

## Références

- [1] T. A. F. König *et al.*, « Electrically Tunable Plasmonic Behavior of Nanocube–Polymer Nanomaterials Induced by a Redox-Active Electrochromic Polymer », *ACS Nano*, vol. 8, n° 6, p. 6182-6192, juin 2014, doi: 10.1021/nm501601e.
- [2] M. Colard, « Études des éléments d’interfaçage pour l’activation d’hologrammes pixelisés, applications à la projection rétinienne », phdthesis, Université de Haute Alsace - Mulhouse, 2022. Consulté le: 16 mai 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://theses.hal.science/tel-04092974>
- [3] K. Millard *et al.*, « Dense silicon-nitride PIC design and manufacturing on transparent substrate for a retinal projector evaluation », in *Integrated Optics: Devices, Materials, and Technologies XXVI*, SPIE, mars 2022, p. 124-135. doi: 10.1117/12.2605816.
- [4] B. Meynard, « Dispositif de réalité augmentée basé sur des concepts de couplage guide d’onde/hologramme », Theses, Université Grenoble Alpes [2020-....], 2021. Consulté le: 10 août 2022. [En ligne]. Disponible sur: <https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-03223425>
- [5] « 8301NF Picomotor Piezo Linear Actuator ». Consulté le: 11 septembre 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.newport.com/p/8301NF>
- [6] W. D. Sacher *et al.*, « Visible-light silicon nitride waveguide devices and implantable neurophotonic probes on thinned 200 mm silicon wafers », *Opt. Express, OE*, vol. 27, n° 26, p. 37400-37418, déc. 2019, doi: 10.1364/OE.27.037400.
- [7] A. Z. Subramanian *et al.*, « Low-Loss Singlemode PECVD Silicon Nitride Photonic Wire Waveguides for 532–900 nm Wavelength Window Fabricated Within a CMOS Pilot Line », *IEEE Photonics Journal*, vol. 5, n° 6, p. 2202809-2202809, déc. 2013, doi: 10.1109/JPHOT.2013.2292698.
- [8] F. P. Payne et J. P. R. Lacey, « A theoretical analysis of scattering loss from planar optical waveguides », *Opt Quant Electron*, vol. 26, n° 10, p. 977-986, oct. 1994, doi: 10.1007/BF00708339.
- [9] F. Ay et A. Aydinli, « Comparative investigation of hydrogen bonding in silicon based PECVD grown dielectrics for optical waveguides », *Optical Materials*, vol. 26, n° 1, p. 33-46, juin 2004, doi: 10.1016/j.optmat.2003.12.004.

# Conclusion générale

Mon travail de thèse a consisté en l'élaboration d'un circuit photonique pour l'adressage d'une distribution aléatoire de points d'émission sur la surface d'un projecteur rétinien non-conventionnel appliqué à la réalité augmentée. Ce concept vise à former séquentiellement des images sur la rétine de l'utilisateur en utilisant le principe de l'auto-focalisation. Pour cela, on cherche à activer un grand nombre de points d'émission répartis densément et aléatoirement sur un projecteur de quelques  $\text{cm}^2$ , lequel se compose d'une grille de guides et d'électrodes dont les croisements localisent les points d'extraction de la lumière. Le circuit photonique conçu pendant ma thèse, que j'ai appelé « démonstrateur » tout au long de ce manuscrit, se compose de la zone de projection ainsi que d'une architecture de routage faisant le lien entre les sources lumineuses en entrée du circuit (au nombre de 128) et les points d'émission sur le projecteur (dont le nombre total est estimé à environ 20 millions).

## Rappel des objectifs et bilan

Le circuit a dû répondre à deux problématiques majeures liées à la projection rétinienne : la densité et l'adressage aléatoire. La première problématique a constitué le premier objectif de ma thèse, à savoir la densification d'une distribution de guides d'onde, dont l'un des freins majeurs est la diaphonie de signal entre les guides. J'ai cherché par simulations numériques des configurations de guides permettant de ne pas dépasser une limite de -20 dB de diaphonie de signal entre guides. Une des conclusions de ce travail est qu'une distribution composée de guides identiques ne permet pas d'obtenir une densité satisfaisante pour l'application. Cependant, en introduisant des groupes (cellules) de quatre guides avec des largeurs différentes, j'ai pu réduire la diaphonie en augmentant d'un tiers la densité de guides par rapport à la configuration précédemment définie. La cellule à quatre guides a été grandement utilisée dans le circuit de routage et a fait l'objet de structures d'étude sur le dessin de masque. L'objectif est non seulement de valider le fonctionnement des coupleurs  $\Delta\beta$ , mais aussi de rechercher à densifier davantage le circuit en étudiant le couplage de modes en fonction de l'espacement inter-guide.

Un second objectif de ma thèse a été d'identifier et d'optimiser les briques photoniques clefs pour la conception du circuit de routage. En particulier, l'étude de densification m'a amené à définir des guides bimodes à la longueur de 532 nm. J'ai dû optimiser des transitions adiabatiques et des virages de guides de manière à ne conserver que le mode fondamental dans les guides. D'autre part, la problématique d'adressage aléatoire m'a amené à envisager une architecture sur deux niveaux de guides d'onde, permettant de gérer les nombreux croisements avec beaucoup moins de pertes optiques que sur simple niveau. Il a fallu définir des éléments de transition inter-niveau et optimiser l'écart entre les niveaux de guides. Cette phase de ma thèse m'a amené à concevoir sur le masque différentes structures d'étude en périphérie du démonstrateur. Par manque de temps, peu d'entre elles ont pu être caractérisées pendant ma thèse. Les résultats devraient néanmoins permettre à l'équipe d'approfondir ses connaissances sur les briques photoniques multiniveaux.

## Conclusion générale

Une fois les composants clefs identifiés et optimisés, je me suis attelé à la conception d'un démonstrateur, dont le schéma d'adressage a été défini en lien avec les résultats de Fabian Rainouard sur l'étude de distributions aléatoires de points d'émission. Le circuit d'adressage se compose de 8192 guides à adresser à partir de 128 sources. Une estimation des performances globales du circuit a permis de montrer des écarts de puissance conséquents entre les différents guides adressés, jusqu'à environ 13,6 dB. Ce résultat concerne une architecture dans laquelle toutes les sources reçoivent la même puissance, répartie uniformément dans les guides ramifiés, avec des pertes de propagation de 5 dB/cm. Les écarts de puissance proviennent principalement des différences de chemins optiques et du nombre de guides croisés. J'ai proposé et validé comme solution de déséquilibrer la répartition de puissance dans les guides ramifiés pour rééquilibrer la puissance des points d'émission du projecteur.

Le dernier objectif de ma thèse a été la caractérisation d'un démonstrateur en vue d'un premier prototype réaliste de projecteur rétinien. En plus du circuit photonique élaboré pendant ma thèse et reporté sur substrat de verre, le prototype devait inclure le module d'extraction à base de cristaux liquides élaboré par Matthias Colard. Malheureusement, le temps n'aura pas été suffisant pour obtenir des échantillons reportés sur verre qui auraient pu former un prototype à la fin de ma thèse, cet objectif n'a donc pas pu être rempli. Une thèse est cependant en cours sur les interactions guides/hologrammes et les échantillons issus de mon travail permettront à Salaheddine Toubi d'avancer dans ses recherches.

Seules les plaques n°1 et n°2 ont pu être caractérisées, lesquelles sont sur substrat de silicium et ne comportent qu'un niveau de guides. Le temps ayant également manqué, je n'ai pu mesurer que les pertes de propagation, les pertes par courbures et les séries de coupleurs  $\Delta\beta$ . Les pertes de propagation à 532 nm de longueur d'onde se sont avérées excessivement élevées ( $\sim 25$  dB/cm). C'est un résultat très décevant car l'objectif de l'équipe était de définir un procédé de fabrication améliorant les précédents niveaux de pertes estimés à 14 dB/cm dont la rugosité sur les guides avait été identifiée comme la cause principale. L'absence d'évolution sur les valeurs de pertes avec la largeur des guides sous-entend que les rugosités ne sont pas le problème majeur dans ces nouveaux échantillons. Ce problème serait plutôt dû à une absorption liée à la présence de liaisons chimiques indésirables dans le matériau (comme par exemple les liaisons Si-Si). La priorité doit désormais être donnée à l'optimisation du procédé de fabrication afin d'éliminer les liaisons gênantes pour le fonctionnement du circuit. Le constat pessimiste sur le niveau de pertes est pondéré par un résultat étonnamment bon à 661 nm de longueur d'onde. Mes mesures indiquent des pertes qui pourraient avoisiner les 3 dB/cm. Alors que la mise en œuvre de démonstrateurs sur la base de mon circuit est pour le moment inenvisageable à 532 nm de longueur d'onde, elle l'est tout à fait à 661 nm ; longueur d'onde pour laquelle on peut facilement enregistrer des hologrammes.

La caractérisation des courbures a révélé de très faibles pertes, même pour des rayons de courbure aussi petits que 4  $\mu\text{m}$  (contre 20  $\mu\text{m}$  pour la valeur nominale choisie). Ce résultat ouvre des perspectives de densification très intéressantes pour de futurs circuits photoniques nécessitant une densité importante.

## Perspectives

Afin de ne pas risquer des délais de fabrication excessivement longs, seulement deux niveaux de guides ont été prévus pour le démonstrateur. Bien que cela ait en partie résolu le problème des pertes par croisements de guides, une troisième couche de guides, intermédiaire entre les deux couches principales de guides déjà existantes, permettrait de les éloigner davantage sans augmenter la taille des transitions inter-niveaux. L'effet serait de réduire les pertes par croisements de guides, voire de les annuler complètement, ce qui permettrait de réduire les pertes de plus de 10 dB sur certains de chemins.

Au niveau du projet, l'approche consistant à couvrir toute la surface par des points d'émission qui représentait un fondement sur lequel le circuit a été conçu, a montré des limites, notamment au niveau du contraste. Une solution développée durant la thèse de Fabian Rainouard est l'approche dite « pupille réduite », consistant à densifier au maximum les distributions de points d'émission (DPE) et à les localiser sur le projecteur par ilots. Les simulations selon cette approche ont révélé une nette amélioration du contraste. Au niveau de l'architecture d'adressage, cela pourrait simplifier l'étendue de distribution des guides en privilégiant des groupes de guides alternés. Suivant cette approche, un schéma d'adressage en série plutôt qu'en parallèle pourrait constituer une piste intéressante de développement. Une telle architecture serait aussi l'occasion d'implémenter les rétro-coupleurs multiniveaux pour superposer la partie routage et la partie projecteur sur deux plans de guides distincts et gagner ainsi en compacité. Ces composants retro-coupleur ont fait l'objet d'un brevet déposé au cours de ma thèse.

Enfin, contrairement à la longueur d'onde de 532 nm, les mesures de pertes de propagation à 661 nm se sont avérées très bonnes. Ce résultat est prometteur car il permettrait d'envisager à moyen terme un démonstrateur fonctionnel, et le cas échéant une redirection de l'activité projection rétinienne vers cette nouvelle longueur d'onde. Outre l'activité de projection rétinienne, le circuit de routage élaboré pendant ma thèse pourrait trouver sa place dans d'autres applications nécessitant une grande intégration de composants, comme par exemple les télécommunications, les circuits neuro-morphiques pour des calculs à haut débit ou encore les LiDARs.

## *Conclusion générale*

# Liste des publications

## Articles à comité de lecture

### En tant que premier auteur

**K. Millard**, F. Rainouard, D. Fowler, Y. Lee, E. Ghibaudo, et C. Martinez, « Silicon-nitride multilayer photonic routing design for the random addressing of an unconventional Near-Eye Display », *Opt. Express, OE*,

En cours de rédaction

**K. Millard**, D. Fowler, E. Ghibaudo, et C. Martinez, « Photonic multilayer retro-coupling element towards higher PIC integration », *Opt. Express, OE*,

En cours de rédaction

### En tant que co-auteur

B. Meynard, **K. Millard**, D. Fowler, Y. Lee, S. Garcia, K. Ribaud, P. Grosse, et C. Martinez, « LPCVD Silicon Nitride Photonic Integrated Components Designed at 532 nm Wavelength for a Novel Retinal Projection Concept and Visible Domain Applications », *Journal of Lightwave Technology*, p. 1-12, 2023, doi: 10.1109/JLT.2023.3259734.

Publié

C. Martinez, M. Colard, P. Legentil, **K. Millard**, et F. Rainouard, « Sparse holographic imaging for an integrated augmented reality near-eye display », *Appl. Opt., AO*, vol. 62, n° 8, p. 1928-1938, mars 2023, doi: 10.1364/AO.478849.

Publié

## Brevet

**K. Millard**, et C. Martinez, « Dispositif de rétropropagation multiniveaux »

Déposé le 19 décembre 2022

# Actions de communications

## Posters présentés

**K. Millard**, B. Meynard, D. Fowler, and C. Martinez, "Experimental validation of SiN photonic integrated waveguide arrays at  $\lambda = 532$  nm for augmented reality display applications," in *Integrated Optics: Devices, Materials, and Technologies XXV (SPIE, 2021)*, **11689**, pp. 219–229.

Article de conférence cite 4 fois, dont 2 externes.

**K. Millard**, "Conception d'éléments de routage en optique guidée pour l'intégration d'un système de projection rétinienne," *Journées des thèses LETI/DOPT*, 23 juin 2021, Grenoble

Article de conférence cite 4 fois.

**K. Millard**, C. Martinez, D. Fowler, E. Ghibaudo, « Étude de densification d'une architecture de guides d'onde monomodes en Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> pour un système de projection rétinienne », *Journées Nationales de l'Optique Guidée*, SFO, 5 – 9 juillet 2021, Dijon

**K. Millard**, « Design of a photonic routing architecture for the complex addressing of an unconventional augmented reality display », *Journées des doctorants, EEATS*, SFO, 15 juin 2023, Grenoble

**K. Millard**, F. Rainouard, D. Fowler, E. Ghibaudo, C. Martinez, « Design of a photonic routing architecture for the complex addressing of an unconventional augmented reality display », *Journées Nationales de l'Optique Guidée*, SFO, 4 – 7 juillet 2023, Lyon

Prix de meilleur poster remporté

## Présentations orales

**K. Millard**, B. Meynard, Y. Lee, M. Colard, J. Faugier-Tovar, H. A. Dujaili, O. Lartigue, D. Fowler, E. Ghibaudo, et C. Martinez, « Dense silicon-nitride PIC design and manufacturing on transparent substrate for a retinal projector evaluation » in *Integrated Optics: Devices, Materials, and Technologies XXVI (SPIE, 2022)*, **12004**, pp. 124–135.

**K. Millard**, F. Rainouard, D. Fowler, É. Ghibaudo, and C. Martinez, "Multilayer photonic-integrated circuit design for dense random waveguide distribution addressing, application to near-eye display," in *Optical Architectures for Displays and Sensing in Augmented, Virtual, and Mixed Reality (AR, VR, MR) IV (SPIE, 2023)*, **12449**, pp. 144–151.

**K. Millard** and F. Rainouard, "Convergence of mathematical and physical optical designs for the development of random photonic integrated circuits for an unconventional AR display concept," in *Optical Architectures for Displays and Sensing in Augmented, Virtual, and Mixed Reality (AR, VR, MR) IV (SPIE, 2023)*, **12449**, pp. 152–161.

Participation au Student Optical Design Challenge

## Articles de conférences en tant que co-auteur

M. Colard, B. Racine, S. Meunier-Della-Gatta, D. Grosso, B. Kerzabi, **K. Millard**, Y. Lee, A. Shum, O. Haeberlé, and C. Martinez, "Study of a liquid crystal impregnated diffraction grating for active waveguide addressing," in *Emerging Liquid Crystal Technologies XVII (SPIE, 2022)*, **12023**, p. 1202302.

S. Levi, R. L. Tieg, C. Dupre, C. Vannuffel, T. Dewolf, S. Garcia, **K. Millard**, B. Meynard, Y. Lee, M. Colard, H. A. Dujaili, J. Faugier-Tovar, and S. Mizuno, "Characterization of Light propagation loss in Photonics devices using High-Resolution CDSEM metrology," in 2022 *International Symposium on Semiconductor Manufacturing (ISSM)* (2022), pp. 1–4.

C. Martinez, M. Colard, D. Fowler, Y. Lee, S. Meunier-Della-Gatta, **K. Millard**, F. Rainouard, and S. Toubi, "Evaluation of a pixelated holographic display concept for a near-eye display: recent results and technological developments," in *Advances in Display Technologies XIII (SPIE, 2023)*, **12443**, pp. 54–60.



# Annexes

## A.I. Formalisme relatif aux cellules de guides

Song *et al.* ont développé un formalisme vectoriel dérivé de la théorie des modes couplés, permettant de décrire le couplage de mode dans une cellule de guides d'onde ainsi que dans une distribution formées de plusieurs cellules de guides. Bien que ce formalisme n'ait pas été exploité dans ce manuscrit, il a contribué à la compréhension du phénomène de couplage de mode au sein d'une cellule de guides.

Selon cette approche, les modes couplés dans une distribution de guides sont donnés par l'équation suivante :

$$\hat{A}|\psi\rangle = -i \frac{\partial \hat{B}|\psi\rangle}{\partial z} \quad (\text{A-1})$$

Où  $|\psi\rangle$  désigne le mode guidé,  $\hat{A}$  est un tenseur de potentiel et  $\hat{B}$  une matrice de métrique. Un mode  $|m\rangle$  de la cellule de guides peut s'écrire comme une somme des modes propres des guides isolés. Si l'on définit  $z$  comme la direction de propagation du mode, on peut exprimer le mode optique dans la cellule comme une superposition linéaire des vecteurs propres  $|n\rangle$  correspondant aux modes guidés calculés individuellement dans chaque guide de la cellule :

$$|\Psi_m\rangle = \sum_n c_n(z) e^{i\beta_n z} |n\rangle \quad (\text{A-2})$$

Où les coefficients  $c_n$  sont régis par l'équation différentielle :

$$\frac{\partial c_n(z)}{\partial z} = i \frac{\langle m | \Delta \hat{A}_n | n \rangle}{\langle m | \hat{B} | n \rangle} c_n(z) \quad (\text{A-3})$$

Le terme  $\Delta \hat{A}_n = \hat{A} - \hat{A}_n$  est la perturbation associée au profil d'indice  $\Delta \epsilon_n$  tel que montré sur la Figure A-2 : Figure tirée de l'article de Yang *et al.* montrant le profil de constante diélectrique dans le cas (a) d'une cellule de guide, (b) du guide d'onde  $n^\circ 4$  isolé et (c) de la perturbation exercée par la cellule sur le guide d'onde  $n^\circ 4$ .

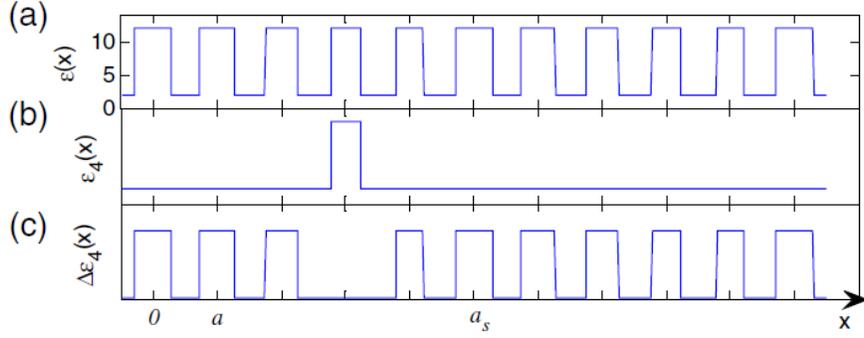


Figure A-2 : Figure tirée de l'article de Yang *et al.* montrant le profil de constante diélectrique dans le cas (a) d'une cellule de guide, (b) du guide d'onde n°4 isolé et (c) de la perturbation exercée par la cellule sur le guide d'onde n°4.

Pour chaque guide  $j$ , le profil  $\Delta\epsilon_j$  correspondant est celui de la structure représentée sur la Figure [A-2](#) (a) auquel on retranche  $\epsilon_j$  correspondant au guide  $j$  isolé. L'amplitude du champ se trouvant dans le  $m^{\text{ème}}$  guide s'écrit :

$$\tau_m(z) = \sum_n \langle m | \hat{B} | n \rangle c_n(z) e^{i\beta_m z} \quad (\text{A-4})$$

Les cellules de guides d'onde doivent empêcher le couplage de mode tant entre guides d'une même cellule qu'entre deux cellules adjacentes. Le design d'une cellule isolée peut donner un résultat satisfaisant mais s'avérer inefficace au sein d'une distribution dense s'il apparaît une diaphonie inter-cellule. Dans ce cas, il peut s'avérer insuffisant de moduler la constante de propagation du guide voisin. Il faut alors jouer sur d'autres paramètres comme la taille de la cellule.



