



HAL
open science

Composants électro-optiques en photonique silicium pour les communications haut-débit et la génération de peignes de fréquences

Lucas Deniel

► **To cite this version:**

Lucas Deniel. Composants électro-optiques en photonique silicium pour les communications haut-débit et la génération de peignes de fréquences. Optique / photonique. Université Paris-Saclay, 2021. Français. NNT : 2021UPAST126 . tel-03485488

HAL Id: tel-03485488

<https://theses.hal.science/tel-03485488v1>

Submitted on 17 Dec 2021

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

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

Composants électro-optiques en photonique
silicium pour les communications haut-débit et
la génération de peignes de fréquences
*Silicon photonics electro-optical devices for high-speed
communications and frequency comb generation*

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

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

Spécialité de doctorat : Electronique et Optoélectronique, Nano et
Microtechnologies

Unité de recherche : Université Paris-Saclay, CNRS, Centre de
Nanosciences et de Nanotechnologies, 91120, Palaiseau, France

Référent : Faculté des sciences d'Orsay

**Thèse présentée et soutenue à Paris-Saclay,
le 01/12/2021, par**

Lucas DENIEL

Composition du Jury

François MARQUIER

Professeur des universités, École Normale Supérieure
Paris-Saclay

Président

Anne-Laure BILLABERT

Maître de conférences - HDR, Le CNAM - ESYCOM

Rapporteur & Examinatrice

Christophe FINOT

Professeur des universités, Université de Bourgogne
Franche-Comté - ICB

Rapporteur & Examineur

Frédéric GARDES

Professeur associé, Université de Southampton

Examineur

Stéphane MONFRAY

Ingénieur de recherche, STMicroelectronics

Examineur

Direction de la thèse

Delphine MARRIS-MORINI

Professeure des universités, Université Paris-Saclay –
C2N

Directrice de thèse

Remerciements

La thèse a constitué une période très positive de ma vie, les sujets fascinants que j’y ai rencontrés m’ont profondément stimulé et épanoui. Cela n’a été rendu possible que grâce aux nombreuses personnes qui m’ont entouré et que je vais à présent remercier.

Pour leur temps, leur travail, leur intérêt envers ma contribution, leurs questions riches et constructives, ainsi que pour leurs nombreux compliments, je remercie les membres du jury de ma thèse : François Marquier, Anne-Laure Billabert, Christophe Finot, Frédéric Gardès et Stéphane Monfray.

Mes premières introductions à la recherche et au sujet de l’optique ondulatoire remontent à mes études d’ingénieur à l’ENIB et au master photonique de Bretagne qui ont directement ouvert la possibilité de poursuivre mes études en doctorat. Aussi j’aimerais remercier dans ce contexte : Florian Bentivegna, Mikael Guegan, Pascal Morel, Ammar Sharahia et Véronique Quintard, qui m’ont introduit à ces sujets et dont les conseils sur la candidature en thèse m’ont été bénéfiques. Plus particulièrement, je remercie André Pérennou pour tous ses précieux conseils avant, pendant et après le master, et conjointement avec Yoan Léger, pour leur appui concernant ma candidature au concours doctoral.

C’est au sein du laboratoire C2N que j’ai mené cette thèse, plus précisément au sein de l’équipe MINAPHOT. En plus de son niveau scientifique remarquable, j’estime les conditions de travail, l’ambiance et la sympathie générale de cette équipe exceptionnelle. Ce fut un plaisir pour moi de venir travailler chaque matin en sachant que j’allais vous retrouver toutes et tous. Je vous remercie sincèrement : Qiankun Liu, Joan Manel Ramirez, Thi Phuong Do, Daniel Benedikovic, Samuel F. Serna Otalvaro, Elena Duran, Dorian Oser, Vladyslav Vakarin, Mathias Berciano, Guillaume Marcaud, Jianhao Zhang, Alicia Ruiz-Caridad, Eric Cassan, Laurent Vivien, Xavier Leroux, Carlos Alonso Ramos, Christian Lafforgue, Ismaël Charlet, Miguel Montesinos Ballester, Thi Thuy Duong Dinh, Zhengrui Tu, Vincent Pelgrin, Skylar Deckoff, Delphin Dodane, Sylvain Guerber, Natnicha Koompai, Jonathan Peltier, Mikhaïl Dyatlov, Daniele Melati, Jérôme Michon, David Gonzales-Andrade, Thi Hao Nhi Nguyen, Yijun Yang, Paula Nuño Ruano, David Medina, Cyrille Barrera, Warren Kut King Kan, Lucas Talandier, ainsi que tous les stagiaires qui ont passé quelques semaines ou quelques mois dans le groupe. Avec chacun de vous, j’ai développé des affinités, vécu des souvenirs et des expériences uniques. Au travers de nombreux pots et célébrations, j’ai vu certains d’entre vous s’en aller, certains autres arriver, sans que jamais ne s’en trouve affecté l’esprit si accueillant et chaleureux qui fait le charme particulier de MINAPHOT. Vous risquez de me manquer, j’espère garder contact avec vous et que nous aurons l’occasion de nous revoir, en particulier les amateurs de mangas ou de jeux vidéo, et même ceux d’entre vous qui sont originaires de régions de France peu recommandables. ;) Je remercie également Diego Pérez Galacho, ancien doctorant de l’équipe dont les nombreux travaux et échantillons ont permis les fondations de ma thèse.

Merci également à Nicolas Marsot et Jean-Clair Ballot qui m’ont accueilli à l’IUT d’Orsay au département mesure physique pour ma mission d’enseignement en statistique/métronologie/qualité, ainsi qu’à tous les étudiants qui m’ont eu en TP ou en TD.

Merci aux membres de l’institut FOTON avec lesquels nous avons régulièrement échangé et travaillé, en particulier Erwan Weckenman, Christophe Peucheret, Mathilde Gay et Laurent Bramerie. J’ai appris de nouvelles choses à vos côtés et j’ai apprécié pouvoir contribuer aux réflexions et résultats que nous avons obtenus ensemble.

J'adresse mes remerciements aux partenaires industriels de STMicroelectronics pour la réalisation des composants et pour nos échanges, en particulier Frédéric Bœuf, Sébastien Crémer, Stéphane Monfray à nouveau et Charles Baudot. Je remercie de plus Léopold Virot et Bertrand Szelag au CEA-Leti.

Je remercie les membres du projet OBIWAM, en particulier Christelle Aupetit-Berthelemot, Damien Boudesocque et Philippe Di Bin de XLIM, ainsi que Michel Cresseaux, Benoit Haentjens et Ugo Percevault de Vectrawave, avec qui nous avons collaboré étroitement.

Je remercie Farah Ammar, Guy Aubin et Paul Crozat pour leurs formations et conseils concernant les systèmes radiofréquences.

Je remercie la direction du laboratoire, l'école doctorale EOBE et les administrations de l'université et du laboratoire pour les aspects administratifs ainsi que le ministère de l'éducation supérieur et de la recherche pour les financements.

Enfin, je remercie toutes les personnes hors de la sphère professionnelle m'ayant apporté un soutien au cours de ces trois années, mes amis de Brest, en particulier Quentin, Guillaume, Thomas et Sébastien, plus généralement de longue date, de Bretagne et d'ailleurs, et bien sûr, A., O. et J., qui se reconnaîtront.

Merci à ma famille, mes grands-parents, oncles, tantes, cousins et cousine. Merci à ma grande sœur et à mon grand frère, en réalisant ce doctorat j'ai tenté de suivre vos pas, et j'espère pouvoir les suivre encore à l'avenir. Merci à mes parents, dont j'ai ressenti tout au long de mon parcours le profond soutien et l'intense fierté, qui m'ont motivé.

En dernier lieu, je te remercie Delphine, ma directrice de thèse. Tu es assurément la personne qui a le plus contribué à ces travaux, merci pour toute l'aide et le soutien que tu m'as apportés à chaque étape, depuis mon arrivée dans l'équipe jusqu'à ma soutenance et même ma recherche de postdoctorat. À tes côtés, j'ai beaucoup appris, tant du point de vue scientifique que sur le monde de la recherche en général. Sachant très justement me conseiller, m'apporter un regard critique, et me guider tout en m'accordant une liberté quasi-absolue des sujets que je souhaitais explorer, tu m'as fait fortement progresser. Je tiens à saluer tes nombreuses qualités, au-delà de ta compétence professionnelle : ta bienveillance, ton humanité et ton altruisme remarquable dans la vie en général, qui ont rendu pour moi ces trois années et neuf mois de stage et de thèse particulièrement sympathiques. Enfin, tes doctorants et stagiaires semblent être ta priorité professionnelle, tu aimes discuter avec nous au quotidien et tu te soucies de notre épanouissement, cette attention particulière fait de toi un modèle pour nombre d'entre nous.

À ma grand-mère, Marie-Antoinette Deniel.

Table des matières

Chapitre 1 : Introduction.....	11
1.1 La photonique silicium, une plateforme de choix pour l'intégration optique	11
1.2 Enjeux de la photonique silicium	14
1.2.1 Les émetteurs-récepteurs pour les télécommunications optiques	14
1.2.2 Autres applications de la photonique silicium	16
1.3 Peignes de fréquences : méthodes de génération et applications.....	18
1.3.1 Méthodes de génération.....	18
1.3.2 Applications.....	20
1.4 Objectifs de la thèse et organisation du manuscrit	22
Chapitre 2 : Modulateurs silicium.....	25
2.1 Structures et principes de fonctionnement des modulateurs électro-optiques	25
2.1.1 Modulateurs de phase : principes et facteurs de mérite	26
2.1.2 Modulateurs Mach-Zehnder : principes et facteurs de mérites	27
2.1.3 Modulateurs basés sur une structure résonante.....	31
2.2 Effets physiques des modulateurs silicium	34
2.2.1 Principe électro-optique et relations de Soref et Bennett.....	35
2.2.2 Structures de modulateurs de phase basées sur le FCPD	36
2.3 Modélisation numérique des modulateurs silicium.....	39
2.3.1 Modélisation du comportement statique	40
2.3.1.1 Simulation électro-optique	40
2.3.1.2 Mesures expérimentales de la variation d'indice effectif par déplétion de porteurs et modélisation de la variation d'absorption associée	40
2.3.2 Modélisation du comportement dynamique.....	43
2.3.2.1 Stratégie de modélisation	43
2.3.2.2 Modélisation de la ligne RF	44
2.3.2.2.1 Résistance série.....	45
2.3.2.2.2 Capacité liée au substrat et à l'air	47
2.3.2.2.3 Conductance du substrat	48
2.3.2.2.4 Résistance d'accès de la jonction PN	48
2.3.2.2.5 Capacité de la jonction PN	49
2.3.2.2.6 Inductance série	50
2.3.2.3 Désaccord des vitesses de propagation électriques et optiques	51
2.3.2.4 Désadaptation d'impédance	53
2.3.2.5 Filtrage RC	54
2.3.3 Validation expérimentale	55
2.4 Conclusion	56

Chapitre 3 : Les modulateurs silicium pour les télécommunications numériques.....	57
3.1 Formats de modulations	58
3.1.1 Format OOK.....	58
3.1.2 Formats de modulations avancés.....	60
3.2 Etat de l'art des modulateurs silicium pour les télécommunications.....	61
3.3 Génération de PAM-4 en bande O	68
3.3.1 Modulateur DD-MZM.....	68
3.3.2 Méthode de génération du signal PAM-4 à partir d'un modulateur Mach-Zehnder Dual-drive	70
3.3.3 Résultats expérimentaux.....	73
3.4 Conclusion	76
Chapitre 4 : Génération de peignes de fréquences par des modulateurs électro-optiques en silicium	79
4.1 Peignes de fréquences électro-optiques.....	80
4.1.1 Généralités et théorie	80
4.1.2 État de l'art des modulateurs silicium pour la génération de peignes de fréquences .	85
4.1.3 Méthodes expérimentales pour la caractérisation d'un peigne de fréquence et mesure d'un peigne généré par un modulateur silicium	90
4.2 Génération de peignes de fréquences plats	94
4.2.1 Structures modulantes et principe de la conversion temps-fréquence.....	96
4.2.2 Impact des non-linéarités du silicium sur la modulation de phase.....	99
4.2.3 Optimisation de paramètres pour la génération d'un peigne plat	101
4.2.3.1 Stratégie d'optimisation.....	101
4.2.3.2 Analyse des résultats.....	104
4.2.4 Amélioration de l'accordabilité par segmentation des électrodes.....	106
4.2.5 Conclusion sur la génération de peignes de fréquences plats.....	107
4.3 Génération de peignes de fréquences large-bande.....	107
4.3.1 Principe et modélisation numérique.....	108
4.3.2 Optimisation et conception de la structure	112
4.3.3 Modulation à deux tons : théorie et simulations.....	117
4.3.4 Conclusion sur la génération de peignes de fréquences larges-bandes	122
4.4 Spectroscopie à deux peignes	122
4.4.1 Principe de la spectroscopie à deux peignes de fréquences.....	122
4.4.2 Démonstration expérimentale	124
4.5 Conclusion sur la génération de peignes de fréquences en utilisant des modulateurs silicium.....	128
Chapitre 5 : Conclusion et perspectives.....	131
5.1 Conclusion	131
5.1 Perspectives et travaux futurs.....	132

Annexe.....	135
Calcul des propriétés du peigne produit par un modulateur en anneau sous une modulation à deux tons.....	135
Liste de publications.....	141
Bibliographie	143

Table des acronymes

AOM : acousto-optical modulator (modulateur acousto-optique)
ASK : amplitude-shift-keying
b2b : back-to-back (distance nulle)
BPSK : binary phase-shift-keying
CMOS : complementary metal oxide semiconductor
DAC : digital-to-analog converter (convertisseur numérique-analogique)
DAC-less : sans convertisseur analogique-numérique
DC : direct current (courant continu)
DCS : dual-comb spectroscopy (spectroscopie à deux peignes)
DD : dual-drive
DD-MZM : dual-drive Mach-Zehnder modulator
DP-MZM : dual parallel Mach-Zehnder modulator
E/O : électro-optique
EA-MZM : electro-absorption Mach-Zehnder modulator (modulateur Mach-Zehnder à électro-absorption)
EDFA : erbium-doped fiber amplifier (amplificateur à fibre dopée erbium)
EOM : electro-optical modulator (modulateur électro-optique)
ER : extinction ratio (taux d'extinction)
ESA : electrical spectrum analyzer (analyseur de spectre électrique)
FCA : free carrier absorption effect (effet d'absorption due aux porteurs libres)
FCPD : free carrier plasma dispersion effect (effet de dispersion du plasma de porteurs libres)
FEC : forward error correction
FFT : fast Fourier transform (transformation de Fourier rapide numérique)
HD-FEC : hard decision feed-forward error correction
IL : insertion loss (pertes d'insertion)
IM-DD : intensity modulation - direct detection (modulation d'intensité - détection directe)
ISL : intervalle spectral libre
LIDAR : light detection and ranging
LSB : least significant bit (bit de poids faible)
ME-MZM multi-electrode Mach Zehnder modulator (modulateur Mach-Zehnder segmenté)
MIM : Michelson interferometer modulator (modulateur en interféromètre de Michelson)
MMI : multimode interferometer (interféromètre multimode)
MOS : metal oxide semiconductor
MSB most significant bit (bit de poids fort)
MZA-RM : Mach-Zehnder assisted ring modulator (modulateur en anneau assisté d'un Mach-Zehnder)
MZM : Mach-Zehnder modulator (modulateur Mach-Zehnder)
NRZ : non-return-to-zero (sans retour à zéro)
OFDM : orthogonal frequency-division multiplexing
OMA : optical modulation amplitude (amplitude de modulation optique)
OOK : on-off keying
OSA : optical spectrum analyzer (analyseur de spectre optique)
OTDM : orthogonal time division multiplexing
PAM-4 : 4-level pulse amplitude modulation
PD : photodétecteur
PDFA : praseodymium-doped fiber amplifier (amplificateur à fibre dopée au praséodyme)
PM : phase modulator (modulateur de phase)
PM-MZM : modulateur de phase cascadié à un modulateur Mach-Zehnder en push-pull
PRBS : pseudo-random binary sequence (séquence binaire pseudo-aléatoire)
PSK : phase-shift-keying

QAM : quadrature amplitude modulation
QPSK : quadrature phase-shift-keying
QSFP : quad small form factor pluggable
RADAR : radio detection and ranging
RA-MZM : ring-assisted Mach-Zehnder modulator (Modulateur Mach-Zehnder assisté d'anneau)
RF : radiofréquence(s)
RM : ring modulator (modulateur en anneau)
RMA-RR : ring-modulator-assisted ring resonator (résonateur en anneau assisté d'un modulateur en anneau)
SD : single-drive
SISCAP : semiconductor-insulator-semiconductor capacitor
SL : slow light (lumière lente)
SNR : signal-to-noise ratio (rapport signal à bruit)
SOA : semiconductor optical amplifier (amplificateur optique à semiconducteur)
SOI : silicon on insulator (silicium sur isolant)
SPP-MZM : series push-pull Mach Zehnder modulator
TF : transformation de Fourier
TWE : travelling wave electrodes (électrodes à ondes progressives)
WDM : wavelength division multiplexing (multiplexage en longueur d'onde)

Chapitre 1 : Introduction

1.1 La photonique silicium, une plateforme de choix pour l'intégration optique

Le milieu du XX^e siècle est réputé pour avoir vu naître les composants miniatures basés sur les semiconducteurs, desquels ont découlé tant de systèmes et d'applications que le cours technologique de notre civilisation s'en est trouvé transformé. La photonique intégrée, apparue plus récemment, constitue une opportunité majeure pour la miniaturisation des systèmes optiques et débouche déjà sur de nouveaux usages originaux. C'est dans le contexte galvanisant de ce nouveau genre de circuiterie que s'inscrivent les travaux présentés dans cette thèse.

Les circuits photoniques communs se décomposent généralement en quelques éléments constitutifs (ou briques fondamentales) remplissant différentes fonctions optiques basiques : les lasers en tant que sources, les guides d'onde pour diriger la lumière dans le circuit, les modulateurs et les photodétecteurs pour réaliser une interface avec les circuits électroniques, et enfin les interconnexions optiques (systèmes d'aiguillage, de couplage, de filtrage ou de multiplexage optiques). Pour miniaturiser les circuits photoniques, différents matériaux et plateformes technologiques sont à l'étude depuis quelques décennies, mais le silicium se démarque comme l'un des matériaux favoris pour l'optique intégrée. Le semiconducteur domine en effet le marché des émetteurs-récepteurs depuis 2017 [1], les études prospectives prédisent une tendance à la croissance pour les années à venir [2,3] (Fig. 1.1), et de plus en plus d'acteurs industriels se manifestent à la fois pour la fabrication et pour la conception des circuits photoniques intégrés en silicium [4].

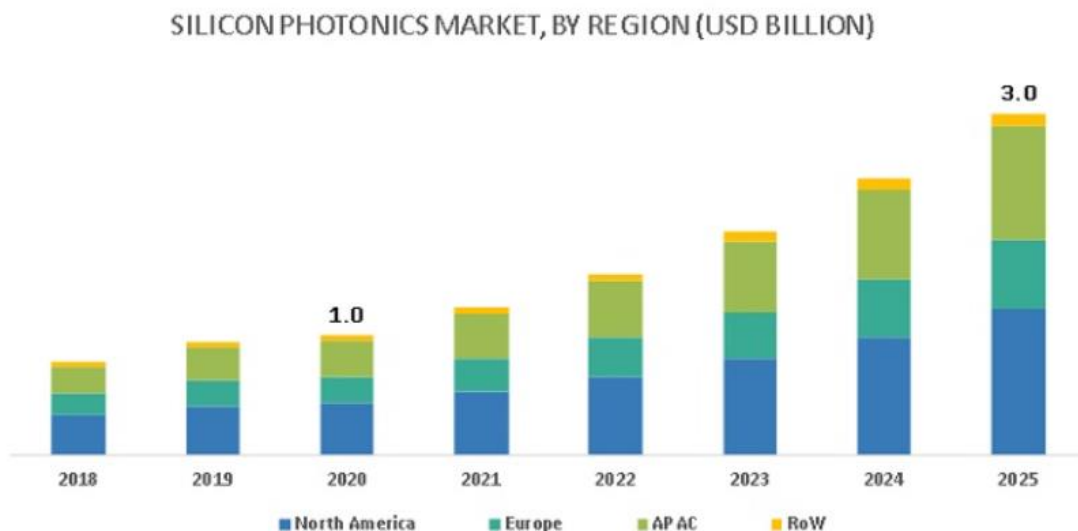


Figure 1.1 - Prédiction de l'évolution du marché de la photonique silicium en milliards de dollars pour les prochaines années dans différentes régions du monde, basée sur l'année 2019. Figure issue de [3]

Pour comprendre le succès du silicium sur isolant (SOI) en photonique, il faut s'intéresser à certains avantages clés que possède la plateforme sur les autres technologies. D'une part, le matériau est transparent aux longueurs d'onde du proche infrarouge couramment employées dans les télécommunications (1.31 μm et 1.55 μm), et convient donc pour satisfaire la demande croissante en émetteurs récepteurs pour ces applications. D'autre part l'indice de réfraction élevé du silicium (environ 3.5 à une longueur d'onde de 1550 nm), contraste fortement avec celui d'un milieu extérieur comme la silice (environ 1.5 à cette longueur d'onde). Ce contraste se traduit par un confinement

important du mode optique et donc des guides monomodes très minces (d'environ $0.1 \mu\text{m}^2$ de section), acceptant des rayons de courbures particulièrement faibles. La compacité des circuits ainsi atteinte offre des densités d'intégration difficilement égalables par une autre plateforme. Enfin, les process de fabrication des circuits photoniques silicium sont équivalents (ou très proches) de ceux des circuits électroniques, dits complementary metal oxide semiconductor (CMOS). L'industrie bénéficie donc de nombreuses infrastructures et procédés de fabrications déjà efficaces dans le monde de la micro- et nanoélectronique, immédiatement ou quasi-immédiatement exploitables pour une fabrication de puces photoniques à large échelle. Cet aspect particulier est la principale raison de l'attractivité du silicium pour la photonique : une production massive d'un même circuit permet de réduire le coût de fabrication de ce circuit. Les auteurs de la référence [1] estiment par exemple que la production de plus de 10 000 puces identiques de 25 mm^2 peut revenir à un coût inférieur à $1\text{€}/\text{mm}^2$ (en ordre de grandeur) (Fig. 1.2). Pour l'heure, aucune autre plateforme ne dispose d'une telle capacité de production massive et à bas-coût.

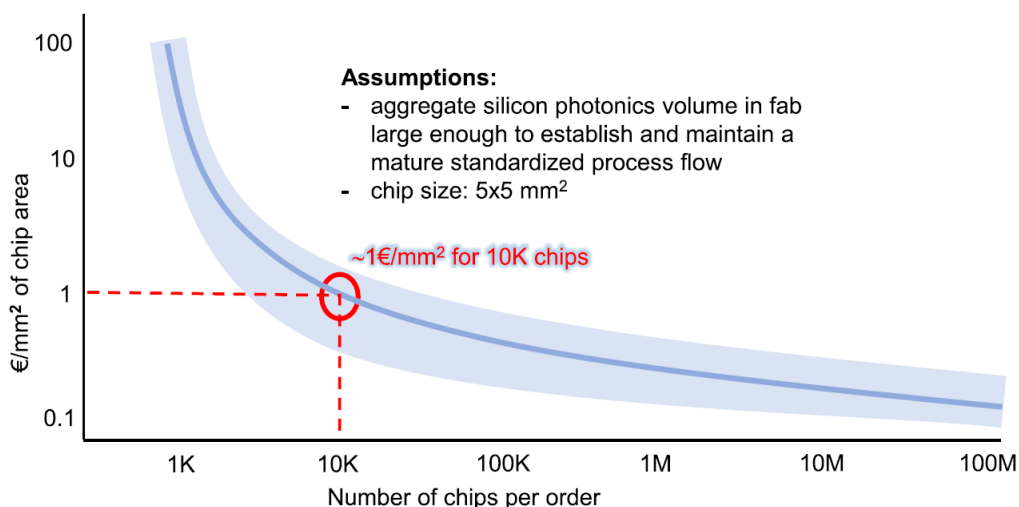


Figure 1.2 - Estimation du coût de production d'une puce photonique en silicium par unité de surface en fonction du nombre de répliques commandées, pour une infrastructure déjà apte à la fabrication CMOS de composants électroniques. Figure issue de [1]

Le silicium n'est cependant pas un matériau parfait ou idéal pour la fabrication de tous les composants d'un circuit optique, et certains défis restent à relever pour en faire une solution universelle. Du fait de la bande interdite indirecte du cristal, il n'existe pour le moment pas de source de lumière efficace en silicium. D'autre part, la transparence n'offre pas de possibilité directe pour la photodétection. Enfin, l'effet électro-optique le plus commun (l'effet Pockels) est inexistant dans le silicium non-contraint car le cristal possède une structure centro-symétrique. D'autres plateformes ne semblent pas entravées par ces limitations : les semiconducteurs des colonnes III-V sont par exemple efficaces pour la génération, l'amplification et la détection de lumière, le LiNbO_3 en couche mince est intéressant pour ses capacités de modulation rapide et faible perte, les verres et polymères sont utiles pour un guidage à faible perte. Mais s'il est vrai que toutes ces plateformes offrent de bonnes capacités dans leurs domaines d'application respectifs, pour le moment aucune ne concilie à elle seule de hautes performances pour tous les composants d'un même circuit, et la production en grande quantité et à bas-coût de circuits de petite taille.

D'importants efforts de recherches ont conduit à plusieurs avancées décisives sur la plateforme silicium. On trouve parmi elles en premier lieu la mise en exergue de l'effet de déplétion de porteurs libres dans des jonctions PN [5]. Palliant l'absence d'effet Pockels et permettant l'invention de modulateurs électro-optiques rapides, cet effet est à l'initiative de l'engouement autour du SOI. Il n'est pas exclu qu'à l'avenir, l'application d'une contrainte mécanique sur les guides silicium permette l'émergence de l'effet Pockels, des modulateurs plus rapides et à plus faible pertes pourraient ainsi

voir le jour [6]. Dans un autre registre, l'association de matériaux comme le nitrure de silicium (Si_3N_4) ou le germanium (Ge) avec le silicium est déjà possible dans les manufactures CMOS et apporte plusieurs avantages. Le nitrure de silicium présente de plus faibles pertes de propagation et une moindre sensibilité aux variations de fabrications et de températures [7]. Le germanium est un matériau absorbant aux longueur d'onde télécoms, son hétéro-épitaxie offre donc une complémentarité intéressante avec le silicium, puisqu'il peut être utilisé pour la photo-détection [8,9]. Ainsi, la plupart des éléments essentiels aux circuits photoniques mentionnés au début de cette section sont déjà fabricables (Fig. 1.3) voire commercialisés.

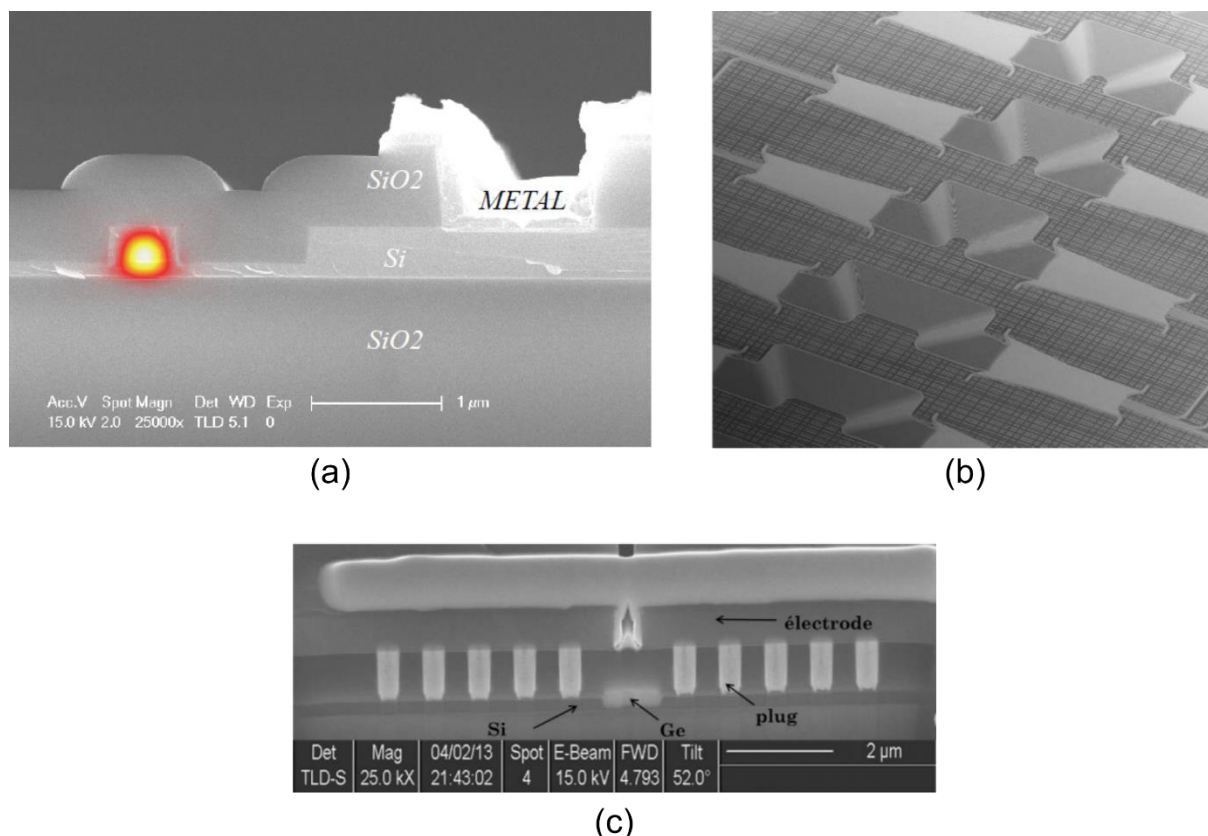


Figure 1.3 - (a) Vue en coupe d'un modulateur en silicium basé sur la déplétion de porteur (le mode optique apparaît en couleur). Figure issue de [10]. (b) Vue du dessus de multiplexeurs / démultiplexeurs en SiN. Figure issue de [7]. (c) Vue en coupe d'un photodétecteur Si/Ge/Si. Figure issue de [8].

La réalisation de sources et de milieux amplificateurs sur silicium demeure un problème ouvert. Une manière classique de procéder consiste à réaliser les lasers à partir des matériaux III-V et d'associer ces derniers au circuit en silicium, on parle d'intégration hybride. Plusieurs possibilités ont été étudiées pour cela [11] : la croissance du III-V sur silicium (difficile à réaliser du fait des paramètres de mailles différents entre le silicium et le III-V) ; l'agencement macroscopique de composants III-V et d'un circuit silicium préfabriqués par un alignement précis des deux puces (flip-chip) ; ou encore le collage d'un wafer multicouche III-V sur le silicium (bonding), les composants étant gravés après ce collage (Fig. 1.4 (a)) [12]. Certaines de ces méthodes sont prometteuses, mais impliquent les alliages III-V dont l'usage est peu répandu dans les fonderies CMOS matures et peuvent donc revêtir un coût élevé. Il existe d'autres pistes pour la réalisation d'un laser à partir de matériaux du groupe IV, en particulier plusieurs axes de recherches portent sur la manipulation du germanium pour conférer à ce dernier un gap direct favorisant l'émission dans les gammes de longueurs d'onde de télécommunications. Par exemple, une piste est d'appliquer une contrainte externe sur le germanium, avec du nitrure de silicium, ou encore de changer sa structure de bande par un alliage avec de l'étain [13–15] (Fig. 1.4 (b)). Avec la réalisation d'un laser germanium à pompage électrique, l'association du germanium et du silicium pourrait devenir la clé d'une technologie photonique extrêmement polyvalente, offrant des composants peu

coûteux à la fois économiquement et énergétiquement, comme suggéré par les auteurs de la référence [16].

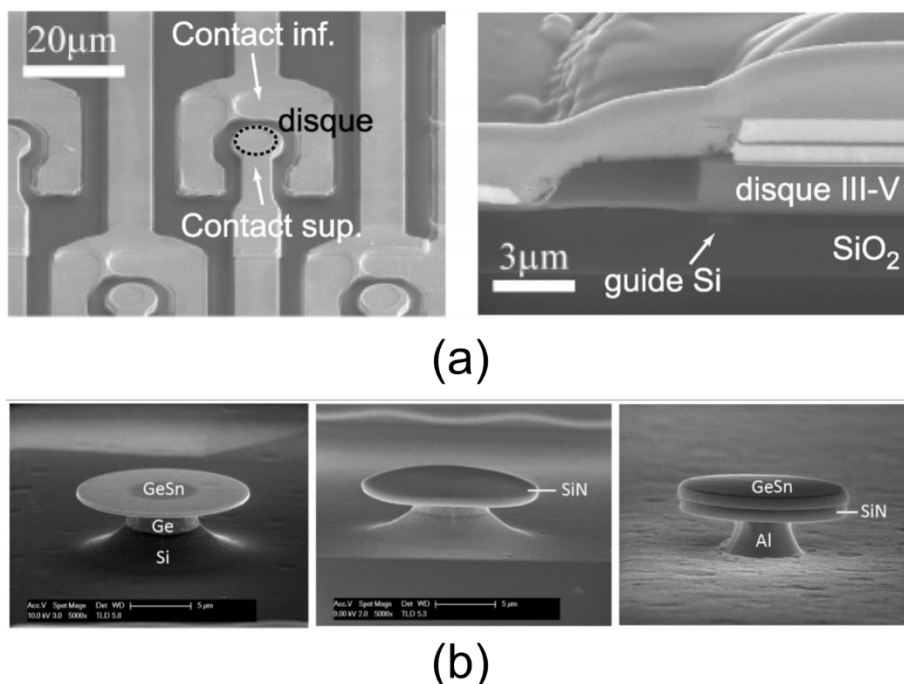


Figure 1.4 - Exemples de lasers micro-disques (a) III-V sur silicium (vus du dessus et en coupe) (Figures issues de [11,17]), (b) à base de germanium contraint sur silicium (vus du dessus). Figures issues de [14].

1.2 Enjeux de la photonique silicium

1.2.1 Les émetteurs-récepteurs pour les télécommunications optiques

L'invention du laser et la mise en place de communications fibrées dans les années 1960-1980 ont révolutionné les capacités de transmissions de signaux numériques et ont permis l'émergence de l'internet mondial. La fibre optique est en effet un support de choix pour l'information : elle présente de faibles pertes de propagation, elle est plus légère et modelable que les câbles électriques, et surtout, la plage de fréquence disponible dans le proche infrarouge surpasse de très loin les limitations imposées par l'électronique, qu'il s'agisse des limitations dues aux composants ou aux supports de transmissions (câbles, atmosphère...). Pour exploiter toute la région spectrale disponible dans le proche infrarouge, le principe généralement utilisé est le multiplexage en longueur d'onde ou wavelength division multiplexing (WDM) de plusieurs canaux. Une chaîne de transmission WDM est représentée schématiquement sur la figure 1.5. Chaque canal correspond concrètement à une raie laser à une longueur d'onde différente, chacune portant des informations binaires convertie optiquement depuis le domaine électrique par un modulateur électro-optique. Les canaux sont ensuite combinés sur une seule fibre à l'aide d'un multiplexeur en longueur d'onde, puis ils sont transmis sur une distance pouvant aller de quelques mètres à plusieurs milliers de kilomètres, avant d'être dissociés par un démultiplexeur. L'information binaire portée par chaque canal est enfin reconvertie en un signal électrique par l'intermédiaire de photodétecteurs. Ainsi, même si le fonctionnement des systèmes électroniques est limité à des bandes passantes de quelques dizaines de GHz, la parallélisation des canaux permet d'atteindre des débits de plusieurs dizaines de Tb/s dans une seule fibre optique monomode [18].

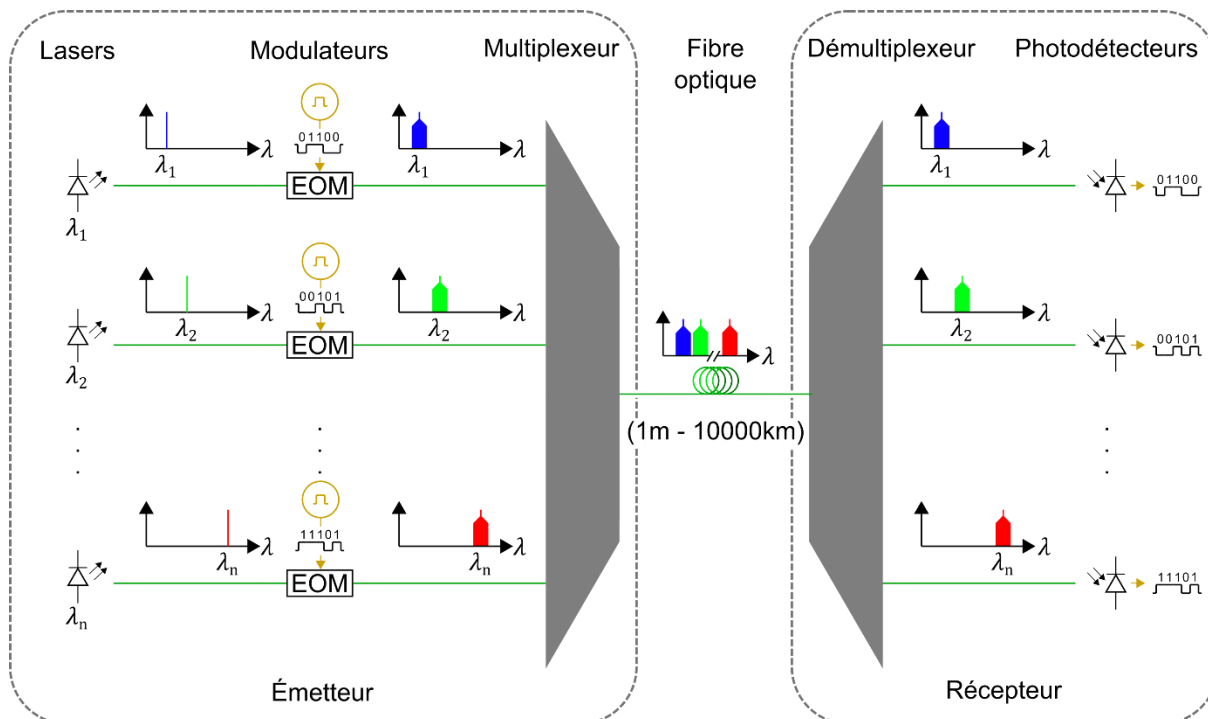


Figure 1.5 - Chaîne de transmission numérique optique exploitant le multiplexage en longueur d'onde dans une fibre. Le spectre optique est schématisé à différents emplacements de la chaîne. L'émetteur est composé de plusieurs sources laser, chaque raie laser est modulée et constitue un canal, puis les canaux sont multiplexés sur une même fibre. En réception, les différents canaux sont démultiplexés puis photodétectés.

Si la fibre a été déployée à l'origine pour les transmissions longue distance type continentales et intercontinentales (plusieurs centaines voire milliers de kilomètres), son utilisation tend à devenir nécessaire pour des transmissions de plus courtes portées (de quelques dizaines de mètres à quelques kilomètres). Ces dernières années, l'explosion du trafic internet lié aux objets connectés, à la vidéo à la demande ou au streaming s'est concrétisée par un nombre croissant de centres de données ou datacenters. Il s'agit en fait de vastes nœuds d'interconnexions où transitent des quantités monumentales d'informations. Des serveurs y sont rassemblés sous formes de baies et interconnectées de façon filaire (Fig. 1.6), certaines de ces connexions doivent parfois supporter des débits de plusieurs dizaines de Gb/s.

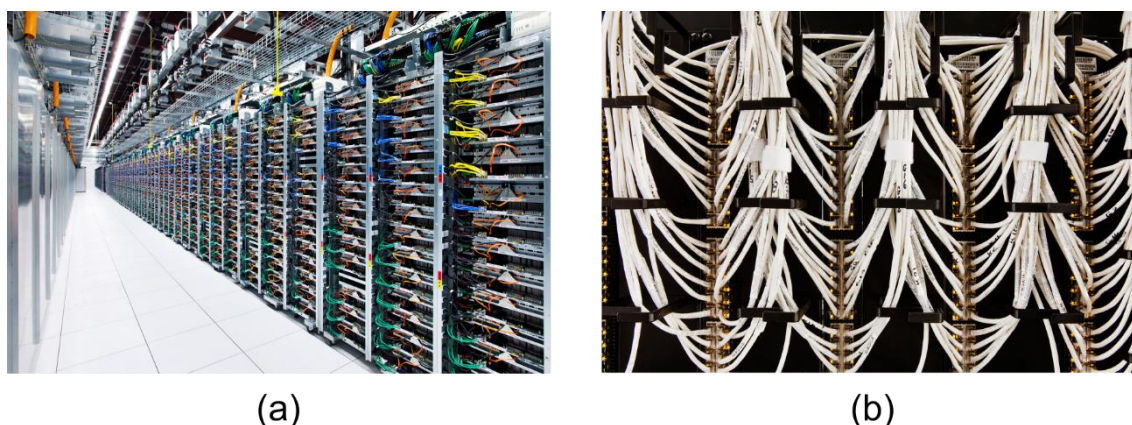


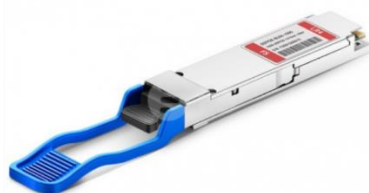
Figure 1.6 – (a) Exemples de baies de serveurs dans le datacenter de Google au Comté de Mayes (Oklahoma, USA). (b) Une très haute densité d'interconnexion est requise au niveau des répartiteurs Ethernet. Photographies issues de [19].

Réaliser de telles connexions électriquement est difficilement envisageable, les dissipations énergétiques dans ces câbles métalliques posent un problème majeur de consommation et de refroidissement. La fibre semble pouvoir répondre à ce problème, mais implique une conversion des données depuis le domaine électrique vers le domaine optique, c'est là le rôle des émetteurs-récepteurs électro-optiques. Les modulateurs commerciaux communément utilisés pour la plupart des

communications longues-portées sont basés sur l'effet Pockels dans un cristal en LiNbO_3 , et occupent plusieurs cm^3 . L'exemple d'un modulateur commercial moderne de ce type est représenté sur la figure 1.7 (a), ses dimensions sont $9.7 \times 21 \times 95 \text{ mm}$ (19.4 cm^3). Cependant, la densité d'interconnexion requise au niveau des répartiteurs Ethernet dans les datacenters, comme représentée sur la Fig. 1.6 (a), nécessite des modules capables de rassembler non seulement plusieurs modulateurs, mais également tous les composants d'un émetteur-récepteur représentés sur la figure 1.5, dans un volume proche de celui d'un connecteur Ethernet ou d'une clé USB. De plus, il est intéressant de pouvoir fabriquer ce type de convertisseurs miniatures en grande quantité et à bas-coût. Ce contexte motive depuis plusieurs années de nombreux travaux de recherche sur l'optique intégrée et en particulier la photonique silicium, et aboutit aujourd'hui à la commercialisation des premiers émetteurs-récepteurs optoélectroniques basé sur la photonique intégrée, dits « quad small form factor pluggable » (QSFP) dont un exemple est représenté sur la Fig. 1.7 (b). Pour mettre en perspective les deux dispositifs de cette figure, les dimensions du module QSFP28 sont $13.5 \times 18.4 \times 72.4 \text{ mm}$ (18 cm^3). Il contient 4 lasers, 4 modulateurs, deux multiplexeurs et 4 photodétecteurs intégrés, l'ensemble de l'interface avec l'électronique, et permet d'atteindre des transmissions allant jusqu'à 100 Gb/s répartis en 4 canaux de 25 Gb/s.



(a)



(b)

Figure 1.7 - (a) Exemple du modulateur MX-LN-10 en LiNbO_3 supportant des débits de 44 Gb/s commercialisé par iXblue, ses dimensions sont $9.7 \times 21 \times 95 \text{ mm}$. Figure issue de [20] (b) Exemple de l'émetteur-récepteur complet QSFP-100G-LR4-S basé sur des circuits photoniques intégrés en silicium, générant un débit de 100 Gb/s répartis sur 4 longueurs d'onde et commercialisé par CISCO. Ses dimensions sont $13.5 \times 18.4 \times 72.4 \text{ mm}$. Figure issue de [21].

Bien que cette technologie récente constitue une avancée majeure pour les communications intra et inter-datacenters, les prochaines générations d'émetteurs-récepteurs devront supporter des débits de 200 à 400 Gb/s comme prochain standard. La solution envisagée pour satisfaire cette demande est d'évoluer du format de modulation actuel à deux niveaux vers un format de modulation plus avancé à quatre niveaux. Afin de réduire la consommation et le coût de fabrication des composants, il est préférable de réaliser cette fonction à l'aide de structures simple et évitant des systèmes énergivores comme les convertisseurs numériques-analogiques. Une partie de ma thèse est consacrée à cette problématique.

1.2.2 Autres applications de la photonique silicium

Si l'essentiel du marché de la photonique silicium se consacre aux émetteurs-récepteurs numériques depuis son existence, on y voit aujourd'hui apparaître de nouvelles applications auparavant restreintes aux laboratoires de recherche. Parmi elles, les capteurs biologiques ou chimiques et les spectromètres intégrés représentent un enjeu important, puisque la miniaturisation de ces dispositifs permet de tester des milieux sur place et en temps réel plutôt que de devoir apporter des échantillons dans un

laboratoire [22]. Une technique typique pour la détection d'éléments organiques est l'interaction de la partie évanescente du mode optique guidée avec le milieu extérieur au guide. Les propriétés optiques du milieu externe modifient alors l'indice effectif du mode, et ces changements peuvent être détectés avec une structure interférométrique. Une autre méthode consiste à analyser le spectre lumineux, grâce à un spectromètre, afin d'y trouver les signatures d'absorption ou de dispersion de différentes espèces chimiques. Il existe plusieurs types de spectromètres intégrés sur puce. Par exemple, les démultiplexeurs comme ceux présentés sur la figure 1.3 (b) peuvent faire office de spectromètre. Un autre exemple est le spectromètre à transformée de Fourier. À l'échelle macroscopique, ce type d'appareil repose sur un interféromètre de Michelson dans lequel on balaye la position d'un miroir pour faire varier la différence de chemin optique entre les 2 ondes qui interfèrent. Sur puce, un grand nombre d'interféromètres miniatures avec différents déséquilibres de chemins optiques potentiellement contrôlables par effet thermo-optique permettent de reproduire cet effet [23,24] (Fig. 1.8 (a)). Pour ces différentes applications la plateforme silicium germanium offre des perspectives intéressantes, puisque la fenêtre de transparence du germanium s'étend jusqu'à des longueurs d'onde supérieures à 14 μm , bien au-delà du silicium et de la silice, or dans le moyen infrarouge, l'absorption de nombreuses molécules est plus élevée que dans le proche infrarouge de plusieurs ordres de grandeur.

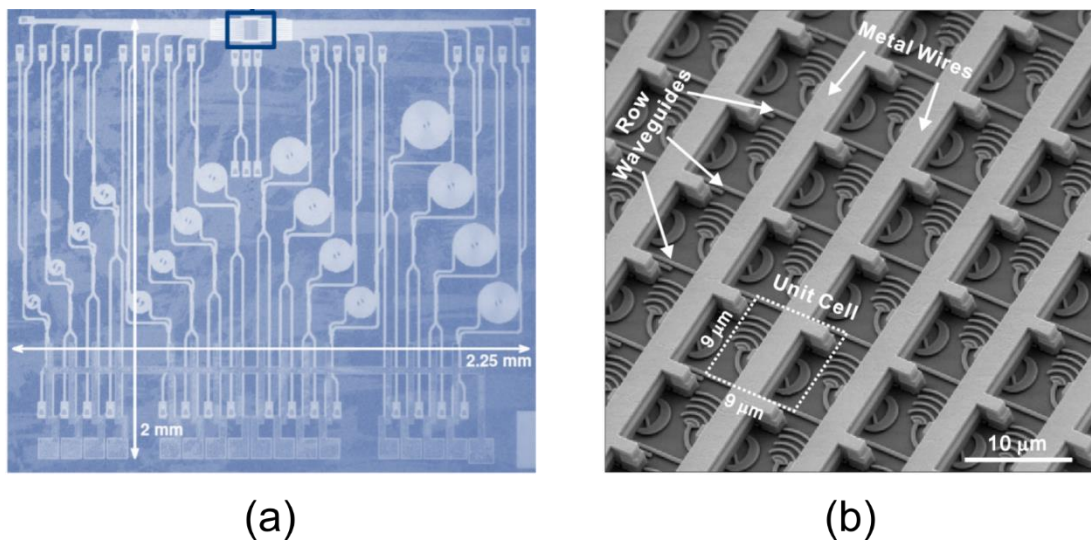


Figure 1.8 – (a) Exemple de spectromètre à transformée de Fourier intégré en photonique silicium. Figure issue de [24].
 (b) Exemple d'une antenne réseau à commande de phase optique en silicium pour contrôler la direction d'un front d'onde optique. Figure issue de [25]

Une autre application majeure de la photonique silicium est le LIDAR (light detection and ranging), dont le principe est équivalent à celui du RADAR mais aux fréquences optiques. Un faisceau laser émis en direction d'un objet en mouvement est réfléchi par ce-dernier avec une fréquence décalée par effet Doppler. La détection hétérodyne du faisceau réfléchi par l'objet permet de retrouver sa vitesse. Si d'autre part l'émission laser est modulée au cours du temps, le temps d'aller-retour de la lumière est mesurable et la position de l'objet déductible. L'essor des véhicules autonome et des drones a attiré l'attention sur ces capteurs permettant d'imager leur environnement direct [26]. L'un des aspects clés de cet outil est de pouvoir contrôler la direction du faisceau laser émis sans pour autant devoir orienter mécaniquement un laser. Ce procédé est rendu possible par le contrôle du front d'onde en sortie d'une matrice de réseaux de couplage (antenne à commande de phase) dont un exemple est reporté sur la figure 1.8 (b) [25].

On trouve d'autre part des applications de la photonique silicium pour la génération de paires de photons intriqués, essentiels pour la cryptographie quantique [27]. Également, la génération d'ondes millimétriques à partir de systèmes optiques, est utile pour déporter les antennes radiofréquences (RF) loin des générateurs de signaux grâce à la radio sur fibre, notamment pour les communications

5G [28]. Enfin certains traitements de signaux hyperfréquences dans le domaine optique pourraient se faire avec des circuits photoniques peu coûteux en silicium [29–31].

Pour la plupart des différentes applications qui viennent d’être mentionnées, un outil particulièrement utile peut apporter différentes contributions amélioratives : les peignes de fréquences optiques.

1.3 Peignes de fréquences : méthodes de génération et applications

1.3.1 Méthodes de génération

Les peignes de fréquences consistent dans un ensemble de raies laser régulièrement espacées d’une même fréquence dans le spectre et mutuellement cohérentes.

Ils furent historiquement générés en premier lieu par le verrouillage en phase des différents modes d’une cavité laser. Dans un laser multimode, les relations de phases mutuelles entre les modes sont aléatoires, mais il existe différentes techniques pour mettre ces modes en phase, dont les principes sont décrits dans la référence [32] (Fig. 1.9). Le blocage de mode passif exploite un absorbant saturable dans la cavité, c’est-à-dire un milieu dont l’absorption évolue contrairement à la puissance optique qui le traverse. Par un processus aléatoire, une impulsion peut saturer le milieu absorbant. Cette impulsion est alors moins atténuée que le reste de la lumière au cours de sa propagation et bénéficie de l’émission stimulée dans le milieu à gain, ce qui la fait perdurer en faisant des aller-retours ou une boucle aussi longtemps que le laser demeure alimenté. En sortie du laser, le train d’impulsion temporel admet pour transformée de Fourier un peigne de fréquences optique.

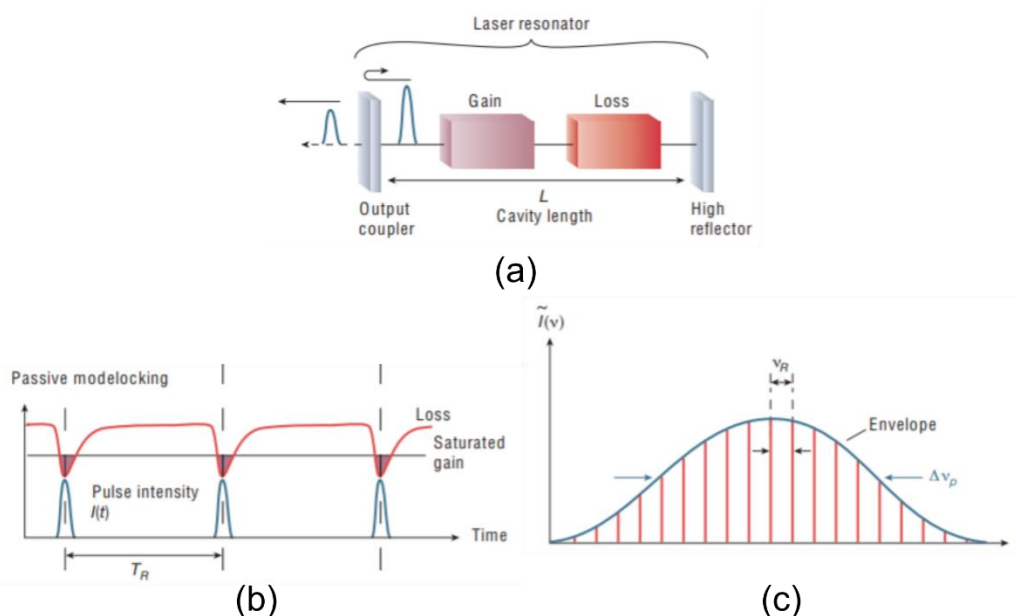


Figure 1.9 - (a) Schéma de principe d’un laser à modes verrouillés en phase. (b) Évolution de l’absorption d’un absorbant saturable et de la puissance optique dans un laser à blocage de mode passif. (c) Spectre optique en sortie d’un laser à blocage de mode. Figures issues de [32].

Une autre méthode pour la génération de peignes de fréquences est d’exciter des effets d’optique non-linéaire dans des micro-résonateurs à partir d’un laser continu [33]. Les résonateurs optiques permettent d’accumuler une forte puissance optique. Sous cette forte puissance, la réponse non-linéaire du matériau est à l’origine d’une conversion de l’énergie optique à de nouvelles fréquences, à travers le mélange à quatre ondes dégénéré puis non-dégénéré [34] (Fig. 1.10 (a)). Enfin, sous un équilibre particulier des pertes de propagation, de la dispersion et des non-linéarités d’ordre 3, des

solitons peuvent se former, dans un régime appelé le régime de soliton dissipatif par effet Kerr [35]. Les solitons sont des solutions stables de l'équation de propagation et correspondent à des impulsions qui circulent périodiquement dans la cavité. Comme pour les lasers à blocage de mode, lorsqu'un seul soliton circule dans la cavité (régime de soliton unique), la sortie du résonateur contient un train d'impulsions dont la transformée de Fourier est un peigne de fréquences (Fig. 1.10 (c)).

Pour les peignes issus des lasers impulsionnels, comme pour ceux issus des effets non-linéaires dans des micro-résonateurs, l'espacement fréquentiel entre les raies est fixé par l'intervalle spectral libre de la cavité, qui dépend essentiellement de sa longueur. D'autre part l'enveloppe du peigne correspond à la transformée de Fourier d'une impulsion. Il est donc difficile de générer un peigne dont l'enveloppe et l'espacement entre les raies sont accordables.

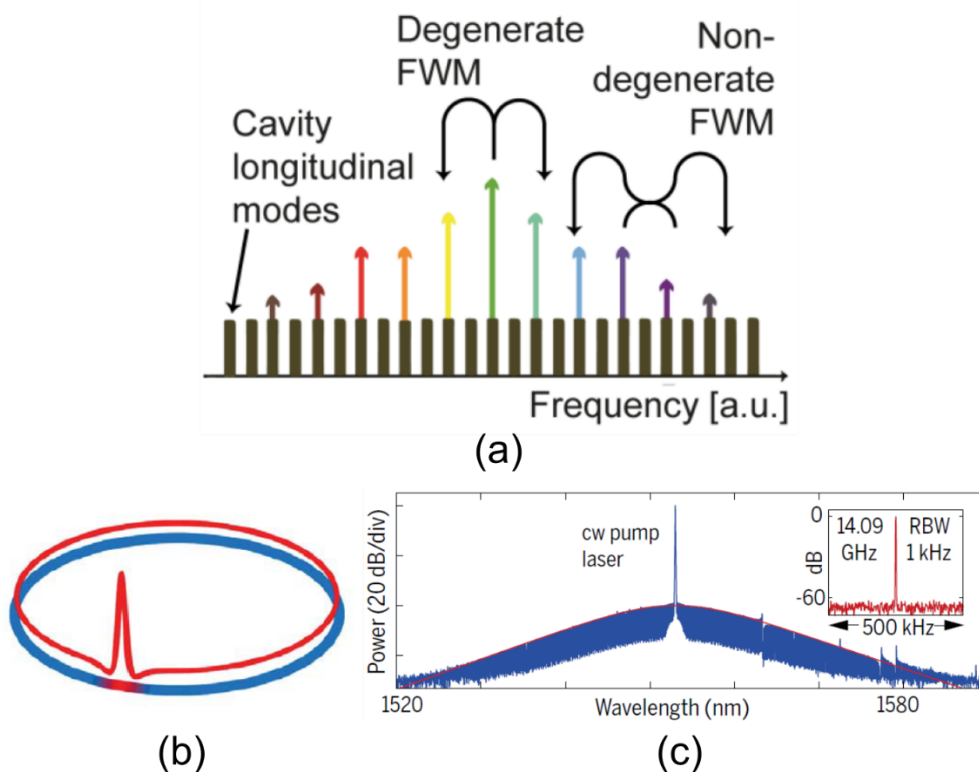


Figure 1.10 – (a) Transfert de puissance optique d'un laser continu à de nouvelles fréquences par mélange à quatre ondes dans une cavité. Figure issue de [34] (b) Représentation d'un soliton circulant dans un résonateur en anneau dans le régime de soliton unique dissipatif par effet Kerr. (c) Exemple de peigne de fréquences mesuré sous ce régime particulier. Figures issues de [35].

Mais il existe une troisième manière de générer des peignes de fréquences qui lève ces difficultés : la modulation électro-optique [36]. Cette méthode consiste à moduler un faisceau laser monochromatique en amplitude ou en phase de façon périodique à partir d'un signal électrique, faisant apparaître dans le spectre de nouvelles raies de part et d'autre de la fréquence du laser incident (Fig. 1.11). Grâce à cette technique, l'espacement fréquentiel entre les raies du peigne généré correspond directement au taux de répétition du signal modulant, contrôlable électroniquement. D'autre part, le peigne possède une raie centrale dont la fréquence est celle du laser. La position du peigne dans son ensemble peut donc être modifiée indépendamment de l'espacement des raies en utilisant un laser accordable comme source optique. Dans les systèmes basés sur des cavités comme les lasers à blocage de mode ou les micro-résonateurs, il est possible de changer la position absolue des fréquences ou de modifier l'espacement entre les raies d'un peigne [37]. Mais pour ce faire, il est généralement nécessaire de contrôler le chemin optique d'un aller-retour dans la cavité, ce qui a pour effet de modifier l'espacement et la position absolue des raies simultanément. Un autre aspect

intéressant de la modulation électro-optique est de pouvoir atteindre un faible espacement fréquentiel entre les raies avec une structure miniaturisée. En effet, la petite taille des cavités laser intégrées ou des micro-résonateurs impose généralement un intervalle spectral libre de l'ordre de la dizaine de GHz au minimum. Pour certaines applications, il est intéressant de pouvoir bénéficier de peignes avec une meilleure résolution ce qui est aisément rendu possible par les modulateurs électro-optiques. Enfin, à travers la modulation, la forme du peigne obtenue peut être modifiée en adaptant le signal électronique modulant, ou par la combinaison de plusieurs peignes de fréquences [38] : comme différents peignes peuvent être générés à partir d'un même laser, ces peignes sont mutuellement cohérents.

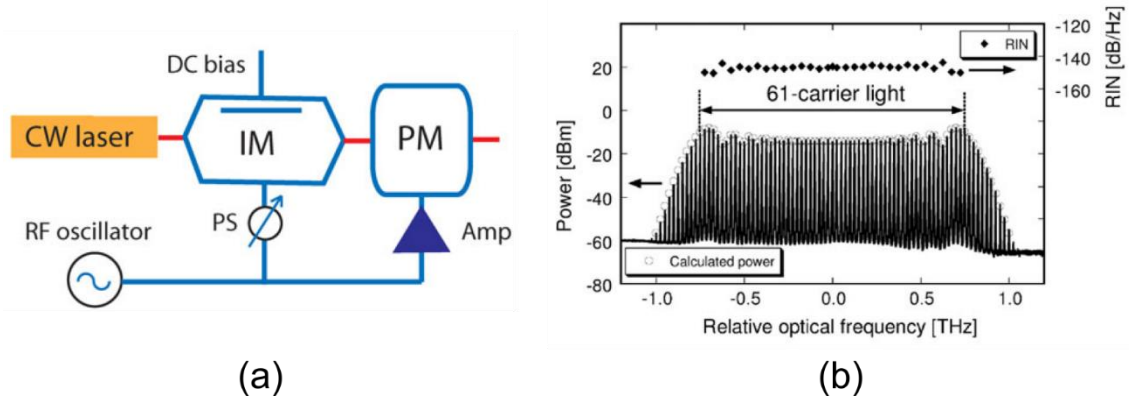


Figure 1.11 - (a) Exemple de montage pour la génération de peigne de fréquences par modulation électro-optique. (b) Exemple de peigne de fréquences généré par voie électro-optique. Figures issues de [39]

1.3.2 Applications

Les peignes de fréquences présentent une utilité dans de très nombreux domaines. En 2005, John L. Hall et Theodor W. Hänsch ont reçu le prix Nobel de physique pour leur contribution au développement de la spectroscopie laser incluant la technique des peignes de fréquences optiques.

Un peigne de fréquences peut être considéré comme un outil de mesure fréquentielle gradué. En métrologie, leur invention a permis de simplifier les mesures précises d'oscillations optiques [40,41]. Lorsqu'une raie laser dont on cherche à connaître la fréquence ν interfère avec la raie d'un peigne à la fréquence ν_p sur un photodétecteur, elle produit un battement dont la fréquence est $|\nu - \nu_p|$. Si le peigne est calibré par avance, ν_p est connue, le battement peut alors être résolu avec une grande précision dans le domaine RF et permet de connaître avec la même précision la fréquence optique ν du laser.

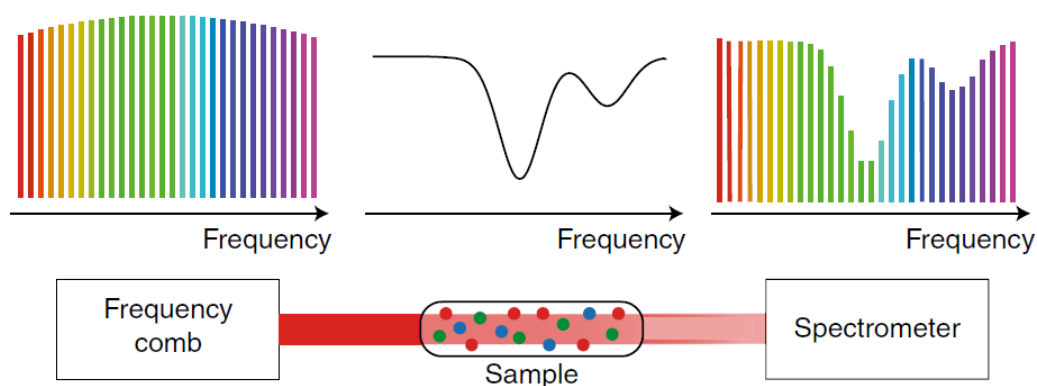


Figure 1.12 - Représentation schématique d'un montage simple pour la spectroscopie à partir de peignes de fréquences optiques. Figure issue de [42].

Une autre application prolifique des peignes de fréquences est la spectroscopie [42]. Pour connaître la réponse spectrale d'un milieu, on peut interroger ce milieu en l'illuminant à toutes les longueurs

d'onde du spectre. Deux solutions s'offrent alors : soit on mesure simultanément l'ensemble du spectre à partir d'une source blanche et d'un spectromètre pour séparer les longueurs d'onde, ou bien on analyse la transmission du milieu successivement à différentes longueurs d'onde à partir d'une source monochromatique. Il existe donc un compromis entre la durée de la mesure, sa précision et le nombre de photodétecteurs requis. Dans la première solution la puissance lumineuse est répartie sur tout le spectre et se trouve donc relativement faible à une longueur d'onde donnée, la mesure peut être simultanée si la séparation des longueurs d'onde est spatiale mais requiert alors plusieurs photodétecteurs. Dans la seconde solution, un laser accordable permet de concentrer la puissance à une longueur d'onde et la détection ne nécessite qu'un seul photodétecteur, mais le temps de mesure est limité par la vitesse d'accordabilité du laser. Enfin, la résolution spectrale de la mesure est généralement limitée par les instruments (le spectromètre ou la précision d'accordabilité du laser). Les peignes de fréquences constituent un compromis intéressant entre les deux solutions, puisqu'il s'agit d'un ensemble de raies laser couvrant le spectre optique (Fig. 1.12). En outre, une technique apparue au début des années 2000 permet de mesurer avec une bonne sensibilité un spectre optique en un temps record et avec un seul photodétecteur, en exploitant habilement les battements entre deux peignes de fréquences légèrement différents [43]. Cette méthode permet également d'atteindre une haute résolution de mesure [44], par exemple l'espacement entre les raies d'un peigne électro-optique pouvant être choisi arbitrairement faible, la limite ultime pour la résolution de la mesure est alors donnée par la largeur du laser et le nombre de raies. L'interférométrie à deux peignes est une technique particulièrement fructueuse qui a été étendue depuis lors à l'imagerie et l'holographie hyperspectrale [45], au LIDAR [46], ou encore à la mesure de vibrations [47].

Dans le domaine des télécommunications optiques, en reprenant la Fig. 1.5 on remarque que plusieurs raies laser sont nécessaires pour le WDM. Plutôt que d'intégrer de nombreux lasers sur une même puce, une alternative est d'utiliser un générateur de peigne [34]. Mais ce n'est pas le seul usage possible des peignes dans le contexte des télécommunications optiques. On peut également les utiliser comme oscillateurs locaux pour les formats de communications cohérentes [48], ou comme sources d'impulsions destinées au multiplexage temporel [49].

L'optique micro-ondes est une autre application possible des peignes de fréquences [39,50]. En modulant l'ensemble des raies d'un peigne de fréquences avec un signal analogique radiofréquence, de nombreuses répliques du signal se retrouvent dans le spectre optique, ces répliques peuvent être combinées avec différents retards et pondérations avant d'être photo-détectées. Un tel système photonique réalise la fonction d'un filtre à réponse impulsionnelle finie. Toujours sur le même principe de modulation d'un peigne entier par un signal RF, il est également possible d'utiliser un résonateur ou un second peigne comme échantillonneur spectral. Le signal RF large-bande est alors décomposé en plusieurs signaux à faible-bande par la suite démultiplexés en longueur d'onde. Ce principe appelé « channelization » permet de paralléliser la détection pour diminuer les contraintes de rapidité des composants électroniques [51].

Une récente application des peignes de fréquences est le neuromorphisme [52,53]. Un neurone artificiel consiste en un système sommant plusieurs entrées pondérées. Le résultat de la somme subit ensuite une fonction non-linéaire dite fonction d'activation, dont la sortie est envoyée vers d'autres neurones. Dans le cas de l'apprentissage non-supervisé, la sortie peut également rétroagir sur la pondération des entrées. Une manière de distinguer les différentes entrées est de les associer à des raies laser à différentes longueurs d'onde, leur sommation se faisant par multiplexage, comme le montre la Fig. 1.13. Dans ce contexte, les peignes optiques présentent un intérêt particulier.

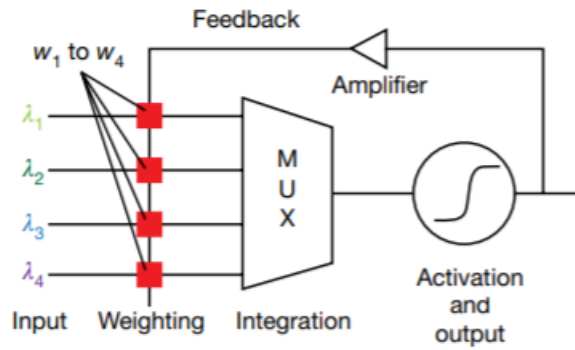


Figure 1.13 - Représentation schématique d'un neurone artificiel photonique dont les entrées sont distinguées par différentes longueurs d'onde. Figure issue de [52].

Enfin, les peignes de fréquences peuvent également être utilisés pour calibrer les spectromètres astronomiques [54]. Une méthode de détection d'exoplanètes consiste à mesurer au cours du temps le mouvement des étoiles causé par l'attraction des potentielles planètes en orbite. Cette mesure se fait par un contrôle de la fréquence des raies d'absorption de l'étoile, subissant des décalages variables par effet Doppler. Les mesures doivent être extrêmement précises et les peignes de fréquences sont donc particulièrement appropriés pour la calibration des spectromètres.

1.4 Objectifs de la thèse et organisation du manuscrit

Comme nous l'avons vu, les télécommunications optiques numériques intra- et inter-datacenter constituent un enjeu important pour la photonique silicium. La solution envisagée pour soutenir la demande croissante en débit est de basculer d'un format de modulation à deux niveaux vers un format à quatre niveaux. Le premier objectif de ma thèse est de démontrer l'aptitude des modulateurs silicium pour assurer ce type de communication.

Il apparaît également que ces modulateurs pourraient servir en tant que générateurs de peignes de fréquences optiques. Cette utilisation originale permettrait de pousser plusieurs applications émergentes de la plateforme et d'en créer de nouvelles. Le second objectif de ma thèse est donc d'évaluer les performances et de concevoir de nouvelles structures pour la génération de peignes de fréquences par voie électro-optique, basées sur des modulateurs silicium.

Les travaux présentés dans le manuscrit sont organisés en trois chapitres.

Le chapitre 2 sera consacré aux modulateurs électro-optiques en silicium et contient trois parties. Une première partie concerne les fondamentaux de la modulation électro-optique à travers trois types de structure modulantes : les modulateurs de phase, les modulateurs de type Mach-Zehnder, et les modulateurs basés sur une structure résonante. L'effet physique exploité dans le silicium sera détaillé dans une seconde partie avec ses implications sur le comportement des modulateurs. Dans une troisième partie je développerai un modèle numérique de modulateur de phase en partie basé sur des mesures expérimentales, qui sera utilisé dans les chapitres ultérieurs pour analyser ou simuler les performances des composants.

Le chapitre 3 portera sur la génération du format de télécommunication PAM-4 (4-level pulse amplitude modulation) à partir de modulateurs silicium, et n'impliquant aucun convertisseur numérique analogique. Après avoir présenté le contexte des communications numériques et les formats de communications avancés, je dresserai un état de l'art quant aux solutions déjà existantes pour la génération de PAM-4 sur la plateforme. Enfin, j'explicitierai une démonstration expérimentale

d'un signal PAM-4 à 20 Gb/s généré en bande O à partir d'un modulateur Mach-Zehnder, sans utilisation de convertisseur numérique/analogique.

La génération de peignes de fréquences par voie électro-optique fera l'objet du chapitre 4. Dans un premier temps, les bases théoriques de cette méthode de génération seront données et l'état de l'art de la génération de peignes par des modulateurs silicium sera fourni. Pour de nombreuses applications, il est utile de pouvoir générer des peignes plats (dont les raies sont de puissances égales), une méthode pour atteindre cet objectif est expliquée, puis j'évaluerai les performances des modulateurs silicium dans ce contexte, à travers une simulation numérique. Le nombre de raies contenues dans un peigne est également un critère important pour certaines applications. En utilisant un modulateur basé sur une structure résonante, il est possible de générer un grand nombre de raies, je présenterai puis étudierai donc cette solution qui aboutira à la conception de nouveaux modulateurs. Enfin je présenterai une expérience de spectroscopie à deux peignes reposant sur des peignes générés à partir de modulateurs silicium, ces résultats ouvrent la voie à de nouvelles applications des modulateurs.

Chapitre 2 : Modulateurs silicium

Les modulateurs électro-optiques sont des composants permettant de transférer une information du domaine électrique au domaine optique. Différentes propriétés des ondes lumineuses issues d'un laser peuvent être utilisées pour l'encodage et la détection de cette information : l'amplitude, la phase, la fréquence (ou longueur d'onde), et la polarisation. Pour des raisons de praticité, la modulation se fait généralement sur l'amplitude et la phase, plus rarement sur la polarisation, et très rarement sur la fréquence. Différentes méthodes peuvent être employées pour chaque propriété, mais toutes reposent sur le fait de propager de la lumière dans un milieu dont l'indice de réfraction ou le coefficient d'absorption dépend de la tension ou du courant qui y est appliqué. Ceci est rendu possible par différents effets physiques, dont l'effet de déplétion de plasma de porteurs libres ou FCPD (Free Carrier Plasma Dispersion effect), l'effet Pockels ou encore l'effet Franz-Keldysh. Certains effets font intervenir des caractéristiques physiques intermédiaires entre le domaine électrique et le domaine optique, comme la température (on parle alors d'effet thermo-optique), ou des ondes de pression (on parle alors d'effet acousto-optique). L'effet Pockels étant absent dans le silicium du fait de la centro-symétrie du cristal, l'effet Franz-Keldysh étant faible dans ce matériau à bande interdite indirecte, et les effets thermo-optiques ou acousto-optique présentant de longs temps de réponse, le FCPD apparaît comme le plus intéressant pour ces applications [55]. Les modulateurs silicium exploitant l'indice de réfraction due au FCPD ont été développés depuis plusieurs années [10,55,56], l'objectif étant, à partir de l'étude des effets physiques et de l'optimisation des structures, d'obtenir des modulateurs électro-optiques en photonique silicium performants, en terme d'efficacité, de débit, et de compacité. Le niveau de maturité ainsi atteint permet à présent d'exploiter les modulateurs silicium pour de nouvelles applications, telles que les communications optiques utilisant des formats de modulation avancés, ou la génération de peignes de fréquences électro-optique.

Dans ce contexte, ce chapitre fournit dans un premier temps les principes fondamentaux de fonctionnement des modulateurs électro-optiques basés sur la modulation d'indice de réfraction. Une seconde partie introduit le cas particulier des modulateurs en silicium basés sur le FCPD, mettant en exergue leurs subtilités. Enfin, un modèle numérique complet d'un modulateur de phase silicium, basé sur des mesures expérimentales, est détaillé dans une troisième partie. L'intérêt de ce modèle est qu'il permet de prendre en compte les spécificités liées au FCPD : une variation non-linéaire de l'indice de réfraction ainsi qu'une variation d'absorption avec la tension, mais également les limitations de vitesse de modulation en régime dynamique.

Ce modèle sera employé dans la suite de la thèse pour toutes les simulations des modulateurs, permettant d'obtenir les conditions optimales pour la génération de signaux numériques PAM-4 mais aussi pour étudier la génération de peignes de fréquences électro-optique à base de modulateurs silicium.

2.1 Structures et principes de fonctionnement des modulateurs électro-optiques

L'effet exploité dans les modulateurs silicium basés sur la déplétion de porteurs est l'électro-réfraction, ce sont donc des modulateurs de phase. Il est toutefois possible de convertir une modulation de phase en modulation d'amplitude, en plaçant des modulateurs de phase dans un interféromètre ou dans une cavité optique. Cette section détaille différentes architectures de modulateurs, leur fonctionnement et leurs facteurs de mérite.

2.1.1 Modulateurs de phase : principes et facteurs de mérite

Le modulateur de phase ou PM (phase modulator) est l'élément le plus fondamental de toutes structures de modulateurs non-absorbant. Il s'agit d'un guide d'onde dont l'indice de réfraction dépend de la tension appliquée. La vitesse de propagation d'une onde optique dans le guide peut ainsi être contrôlée, et la phase de l'onde après une certaine distance de propagation est fonction de la tension appliquée. Soit un champ électrique E_0 d'une onde optique oscillant à la pulsation ω_0 , entrant dans un modulateur de phase de longueur L . Après propagation de l'onde sur un mode guidé d'indice effectif $n(V)$, fonction de la tension appliquée V , le champ en sortie s'exprime comme :

$$E_1 = E_0 \exp \left(i \left\{ \frac{\omega_0 n(V) L}{c} + \phi_0 \right\} \right) \quad (2.1)$$

Avec i le nombre imaginaire, c la vitesse de la lumière et ϕ_0 la phase du champ à l'entrée du modulateur. L'indice effectif du mode guidé peut être décomposé en une partie constante en absence de tension n_0 et une variation due à la tension appliquée $\Delta n(V)$:

$$n(V) = n_0 + \Delta n(V) \quad (2.2)$$

Idéalement, la variation d'indice est proportionnelle à tension appliquée, le modulateur est alors qualifié de linéaire. Le déphasage subi par une onde après propagation dans un modulateur de phase est donc fonction de la longueur d'onde optique, de la longueur du modulateur, de la tension appliquée, et de l'efficacité du modulateur. L'efficacité du modulateur traduit la relation entre la tension et la variation d'indice induite. Elle est usuellement mesurée par le produit $V_\pi L_\pi$, où V_π désigne une tension à appliquer pour atteindre une variation de phase de π après propagation sur une longueur L_π :

$$V_\pi L_\pi = \frac{\pi c V_\pi}{\omega_0 \Delta n(V_\pi)} \quad (2.3)$$

Ce produit, généralement exprimé en $V \times \text{cm}$ ou $V \times \text{mm}$, est inversement proportionnel au rapport $\Delta n(V_\pi)/V_\pi$. Un faible $V_\pi L_\pi$ traduit une forte efficacité, et lorsque le modulateur est linéaire, l'efficacité ne dépend pas de la tension appliquée.

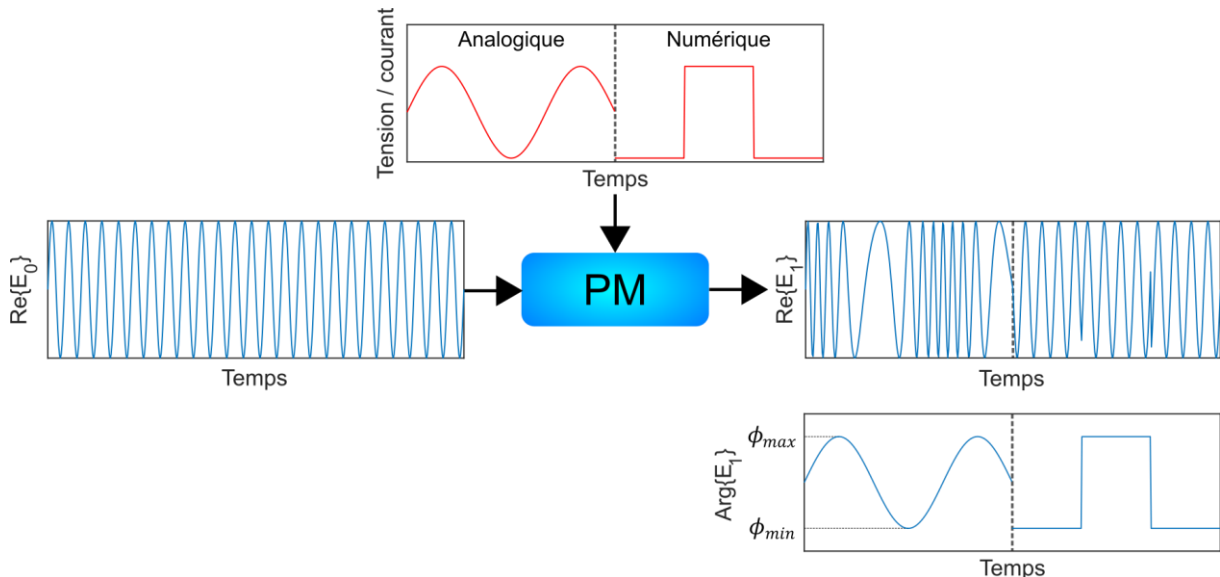


Figure 2.1 - Le champ électrique E_0 d'une onde optique monochromatique est envoyé sur un modulateur de phase (PM). Un signal électrique modulant, pouvant être analogique ou numérique, est appliqué sur le modulateur, et s'imprime sur la phase de l'onde optique. Le champ électrique sortant E_1 est modulé en phase, dynamiquement.

Le principe de fonctionnement d'un modulateur de phase est reporté sur la figure 2.1. Deux exemples de signaux modulateurs sont représentés : le premier est un signal analogique et le second un signal

quantifié (généralement utilisé pour les télécommunications numériques), tous les deux variant au cours du temps. Lorsque la phase du champ électromagnétique est modulée, elle passe par un maximum ϕ_{max} et un minimum ϕ_{min} , l'amplitude de cette modulation m_ϕ est appelée indice (ou profondeur) de modulation de phase :

$$m_\phi = \frac{\phi_{max} - \phi_{min}}{2} \quad (2.4)$$

Il est important de noter que, d'après l'équation (2.1), un modulateur de phase pure n'affecte pas l'intensité optique de la lumière qui le traverse :

$$|E_1|^2 = |E_0|^2 \quad (2.5)$$

Néanmoins, dans des cas concrets, le couplage de la lumière dans et hors du modulateur, ainsi que des phénomènes comme la diffraction, la diffusion ou l'absorption de la lumière, introduisent des pertes optiques, quelle que soit la nature ou la structure du modulateur. On les appelle pertes d'insertion ou IL (insertion loss), et sont généralement définies comme le rapport des puissances ou intensités optiques sortante et entrante. En logarithmique :

$$IL [dB] = 10 \times \log \left(\frac{|E_1|^2}{|E_0|^2} \right) \quad (2.6)$$

2.1.2 Modulateurs Mach-Zehnder : principes et facteurs de mérites

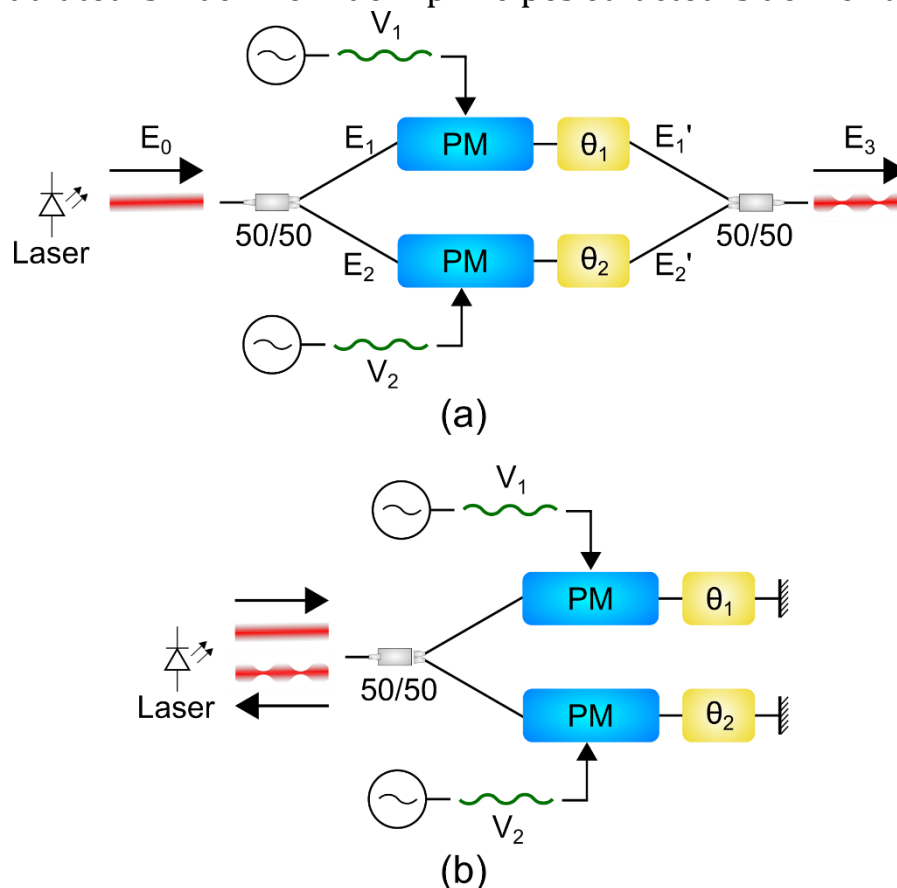


Figure 2.2 - (a) Modulateur Mach-Zehnder (MZM) : la lumière issue d'un laser est séparée dans deux bras contenant des modulateurs de phases (PM), puis recombinaée. En fonction de la différence de signaux modulateurs entre les bras, la modulation de phase peut être convertie en modulation d'amplitude. (b) Modulateur en interféromètre de Michelson : des miroirs permettent de plier la structure de Mach-Zehnder sur elle-même.

Le principe des modulateurs basés sur une structure interférométrique consiste à convertir partiellement ou totalement une modulation de phase optique en modulation d'amplitude. Pour ce faire, une onde laser est scindée en deux faisceaux via un coupleur séparateur (généralement 50/50).

Les faisceaux traversent ensuite des modulateurs de phases de même longueur dans chaque chemin optique (ou « bras ») du modulateur, puis sont recombinaés à l'aide un second coupleur combineur 50/50. La structure la plus commune est celle de l'interféromètre de Mach-Zehnder (Fig. 2.2 (a)), on parle alors de modulateur Mach-Zehnder ou MZM (Mach-Zehnder modulator). En plaçant des miroirs dans chaque bras, il est possible de replier sur elle-même la structure du Mach-Zehnder, on obtient alors un interféromètre de Michelson, plus compact, et ne contenant qu'un seul coupleur (Fig. 2.2 (b)). Dans les deux cas, par interférence au niveau du combineur, la modulation de phase induite le long des bras est convertie en modulation d'intensité. Cette conversion dépend essentiellement de la différence de signaux appliqués sur les modulateurs de phase. Si un seul signal électrique est appliqué sur le modulateur (un seul bras est modulé, ou bien le signal est réparti systématiquement entre les deux bras), on parle d'une configuration single-drive (SD). Si au contraire des signaux électriques différents sont appliqués sur chaque bras, on parle d'une configuration dual-drive (DD).

En reprenant la figure 2.2 (a), on peut retrouver l'expression du champ électrique sortant d'un MZM E_3 en fonction du champ entrant dans le modulateur E_0 . Les champs entrant et sortant sont liés aux champs intermédiaires $E_{1,2}$, et $E_{1,2}'$, par les relations des coupleurs 50/50 :

$$E_{1,2} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} ; E_3 = \frac{E_{1,2}' + E_{1,2}}{\sqrt{2}} \quad (2.7)$$

Reste à calculer la relation entre $E_{1,2}'$ et $E_{1,2}$. Lors de la traversée d'un bras, l'onde optique subit un déphasage dynamique $\phi_{1,2}(t)$ induit par le modulateur de phase, et un déphasage statique $\theta_{1,2}$:

$$E_{1,2}' = E_{1,2} \exp(i\{\phi_{1,2}(t) + \theta_{1,2}\}) \quad (2.8)$$

Le déphasage dynamique correspond à la variation de phase induite par le signal électrique appliqué sur le modulateur de phase, telle qu'exprimée dans l'équation (2.1); tandis que le déphasage statique correspond à la phase accumulée par l'onde le long du bras, en l'absence de modulation :

$$\phi_{1,2}(t) + \theta_{1,2} = \frac{\omega_0 \Delta n (V_{1,2}(t)) L}{c} + \frac{\omega_0 n_{1,2} L}{c} \quad (2.9)$$

Le champ en sortie du modulateur est donc :

$$E_3 = \frac{E_0}{2} [\exp(i\{\phi_1(t) + \theta_1\}) + \exp(i\{\phi_2(t) + \theta_2\})] \quad (2.10)$$

La moyenne et la différence des phases peuvent être exprimées comme :

$$\phi_m(t) + \theta_m = \frac{\phi_1(t) + \phi_2(t)}{2} + \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} \quad (2.11)$$

$$\Delta\phi(t) + \Delta\theta = [\phi_2(t) - \phi_1(t)] + [\theta_2 - \theta_1] \quad (2.12)$$

On peut réécrire l'équation (2.10) :

$$E_3 = E_0 \exp(i\{\phi_m(t) + \theta_m\}) \cos\left(\frac{\Delta\phi(t) + \Delta\theta}{2}\right) \quad (2.13)$$

La phase du champ sortant correspond donc à la moyenne des phases en sortie de chaque bras, tandis que la différence des phases conduit à une modulation d'amplitude. La différence des phases dynamiques $\Delta\phi(t)$ provient de la différence des signaux modulateurs. La différence de phases statiques $\Delta\theta$ vient de la différence de marche entre les bras et donne le point de fonctionnement du modulateur. Elle peut être contrôlée par différentes méthodes : en appliquant des composantes continues différentes aux tensions appliquées sur les modulateurs de phase ; en modifiant la longueur d'onde

incidente, si les bras du modulateur ont une longueur différente ; ou en ajoutant un déphaseur thermo-optique sur l'un des deux bras. (L'effet thermo-optique n'est pas utilisé pour la modulation de phase elle-même car les constantes de temps seraient trop importantes, mais il est particulièrement adapté pour le réglage de points de fonctionnement statique du modulateur, car il permet d'obtenir une variation de phase élevée).

Lorsque $\phi_1(t) = -\phi_2(t)$, le modulateur opère en « push-pull ». La modulation devient alors une modulation d'amplitude pure, car $\phi_m(t) = 0$. Ce cas est intéressant pour les télécommunications optiques et limite les problèmes liés au chirp que l'on peut rencontrer par exemple avec la modulation directe d'un laser. Lorsque $\phi_1(t) = \phi_2(t)$, la modulation devient une modulation de phase pure, car $\Delta\phi(t) = 0$, dans ce cas, le MZM agit comme un simple modulateur de phase, dont la puissance de sortie peut être fixée par $\Delta\theta$. Dans tous les autres cas, une modulation d'amplitude s'accompagne d'une modulation de phase. D'après l'équation (2.13), on voit qu'en choisissant judicieusement $\phi_{1,2}(t)$ et $\theta_{1,2}$, il est possible d'utiliser un MZM pour donner au champ sortant n'importe quelle phase, et n'importe quelle amplitude dans un rayon de $|E_0|$.

La transmission en intensité du modulateur, mesurable par un photodétecteur, vaut :

$$\frac{|E_3|^2}{|E_0|^2} = \frac{1}{2} [1 + \cos(\Delta\phi(t) + \Delta\theta)] \quad (2.14)$$

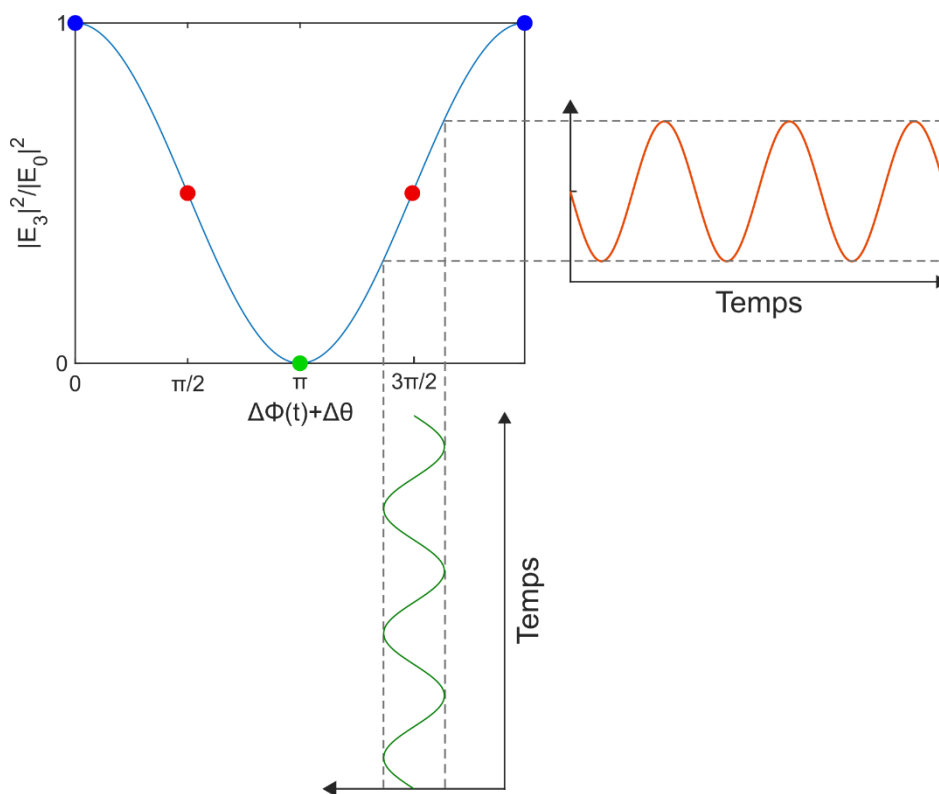


Figure 2.3 - La transmission d'un MZM (courbe bleue), en fonction de la différence des phases induite entre les bras. Lorsque le modulateur est polarisé en quadrature, la modulation de phase (en vert) est convertie en une modulation d'intensité (orange).

La figure 2.3 représente la fonction de transfert exprimée dans l'équation (2.14). Les points de fonctionnement notables sont les maximums de transmission ($\Delta\theta = 0 [2\pi]$) (en bleu), les points de transmission nulle ($\Delta\theta = \pi [2\pi]$) (en vert), et les points de quadratures, où la transmission vaut 1/2 ($\Delta\theta = \pi/2 [\pi]$) (en rouge). Autour d'un point de quadrature, la variation d'intensité est quasi-proportionnelle à la variation de phase induite, ces régions sont alors qualifiées de zones linéaires. En dehors de cette zone (si le signal $\Delta\phi(t)$ est grand ou si $\Delta\theta \neq \pm\pi/2 [2\pi]$), des distorsions du signal modulant sont introduites sur l'intensité sortante. Mathématiquement, ces distorsions peuvent

apparaître en faisant un développement limité du cosinus dans l'équation (2.14), autour du point de fonctionnement considéré.

Différents facteurs de mérite sont utilisés pour caractériser les modulations d'amplitude. Ils sont présentés ci-dessous, ainsi que les liens entre ces grandeurs.

- Une puissance optique modulée atteint un maximum P_{max} et un minimum P_{min} . On exprime le taux d'extinction comme le rapport des deux puissances, généralement en dB :

$$ER [dB] = 10 \times \log \left(\frac{P_{max} [W]}{P_{min} [W]} \right) \quad (2.15)$$

Sur un MZM idéal, si la différence des phases passe par $\pi [2\pi]$, $P_{min} = 0$ et le taux d'extinction peut être infini en théorie. En pratique, les coupleurs ne sont jamais parfaitement 50/50, et les deux bras présentent des pertes optiques qui peuvent être légèrement différentes. L'amplitude des champs en sortie de chaque bras n'est donc en pratique jamais exactement égale ($|E'_1| \neq |E'_2|$). Ces déséquilibres imposent que la superposition de ces champs en sortie n'est jamais nulle, même lorsqu'ils sont en parfaite opposition de phase. Ainsi, le taux d'extinction est une quantité qui reste finie, et qu'on cherchera de manière générale à maximiser.

- L'amplitude de modulation ou OMA (optical modulation amplitude) est la différence des puissances en sortie du modulateur :

$$OMA [mW] = P_{max} [mW] - P_{min} [mW] \quad (2.16)$$

- Enfin, l'indice (ou profondeur) de modulation d'amplitude optique vaut :

$$m_p = \frac{P_{max} [mW] - P_{min} [mW]}{P_{max} [mW] + P_{min} [mW]} \quad (2.17)$$

- Lorsque le signal modulant est à haute fréquence, l'amplitude de modulation peut être diminuée par différents effets électriques et électro-optiques. La fonction de transfert dynamique ou électro-optique $|H(\omega)|$ représente le rapport entre l'amplitude de modulation optique et la puissance électrique du signal appliqué sur le modulateur $P_{RF}(\omega)$. Elle est généralement normalisée par sa valeur en basse fréquence, et exprimée en échelle logarithmique.

$$|H(\omega)| [dB] = 10 \log \left(\frac{OMA(\omega) [mW]}{P_{RF}(\omega) [mW]} \right) - \lim_{\omega \rightarrow 0} \left\{ 10 \log \left(\frac{OMA(\omega) [mW]}{P_{RF}(\omega) [mW]} \right) \right\} \quad (2.18)$$

- Enfin, la bande passante électro-optique ν_{EO} à -3 dB correspond à la fréquence pour laquelle la fonction de transfert électro-optique vaut -3 dB :

$$|H(2\pi\nu_{EO})| = -3 \text{ dB} \quad (2.19)$$

2.1.3 Modulateurs basés sur une structure résonante

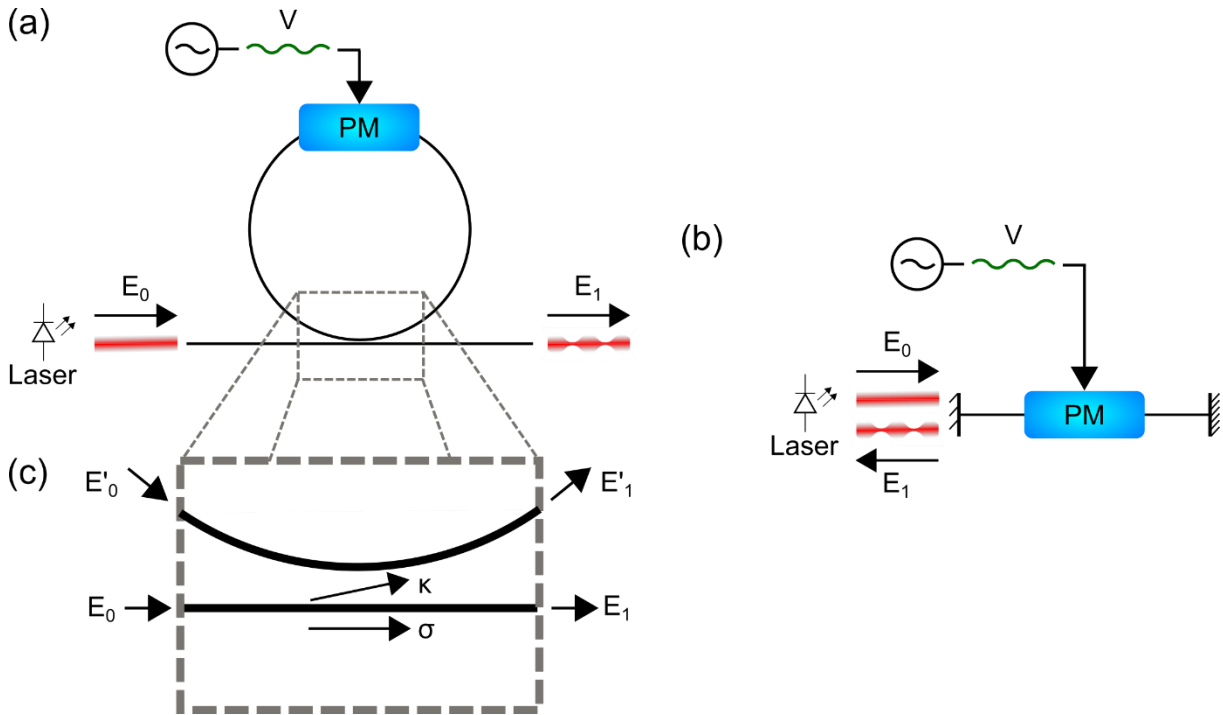


Figure 2.4 - (a) Modulateur en anneau : un modulateur de phase est placé dans un guide d'onde bouclant sur lui-même. (b) Modulateur Fabry-Perot : un modulateur de phase est placé entre deux miroirs face à face, dont l'un est partiellement réfléchissant. (c) La lumière se couple dans et hors de l'anneau par l'intermédiaire d'un coupleur directionnel, dont le coefficient de transmission est σ et le coefficient de couplage κ .

Les modulateurs utilisant des structures résonantes sont des cavités optiques, dans lesquelles se trouve un modulateur de phase. Le résonateur peut être un anneau (Fig. 2.4 (a)), ou une cavité Fabry-Perot (Fig. 2.4 (b)). La lumière entre et sort du résonateur par l'intermédiaire d'un coupleur (généralement directionnel) pour les anneaux (Fig. 2.4 (c)), et d'un miroir partiellement réfléchissant pour les cavités Fabry-Perot. Le principe de fonctionnement de ces composants consiste à injecter une fréquence laser proche d'une fréquence résonante de la cavité. En modulant l'indice de réfraction dans la cavité, la fréquence de résonance est également modulée. L'onde optique incidente devenant plus ou moins résonante, elle est plus ou moins transmise en sortie.

Nous nous intéressons ici au cas du modulateur en anneau ou RM (ring modulators), le comportement des modulateurs Fabry-Perot est analogue.

Comme indiqué sur la figure 2.4 (c) Les champs sortants du coupleur peuvent être exprimés en fonction des champs entrant, par la matrice S du coupleur directionnel [57]:

$$\begin{pmatrix} E_1 \\ E'_1 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \sigma & -i\kappa \\ -i\kappa & \sigma \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_0 \\ E'_0 \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

Où σ est le coefficient de transmission et κ le coefficient de couplage du coupleur, avec, en négligeant les pertes du coupleur : $\sigma^2 + \kappa^2 = 1$. En se propageant le long de l'anneau, l'onde optique est atténuée par plusieurs phénomènes : l'absorption, les pertes par courbure, et la diffusion par les parois du guide d'onde si celles-ci présentent une rugosité. Cette atténuation peut être représentée pour un tour dans l'anneau par un coefficient a , appliqué sur le champ. Aussi nous considérons dans un premier temps l'absence de modulation, et nous notons le déphasage subi par l'onde après un tour θ . Soit :

$$a = \exp\left(-\frac{\alpha L}{2}\right) \quad (2.21)$$

$$\theta = \frac{\omega_0 n_0 L}{c} \quad (2.22)$$

Où α correspond à l'atténuation de puissance optique par unité de longueur et L est le périmètre de l'anneau. Le champ à l'issue d'un tour dans l'anneau devient :

$$E'_0 = aE'_1 \exp(i\theta) \quad (2.23)$$

Les équations (2.20) et (2.23), peuvent se combiner pour donner la réponse statique de l'anneau E_1 en fonction de E_0 .

$$E_1 = E_0 \frac{\sigma - a \exp(i\theta)}{1 - \sigma a \exp(i\theta)} \quad (2.24)$$

La transmission de l'anneau peut alors s'écrire :

$$\left| \frac{E_1}{E_0} \right|^2 = \frac{(\sigma - a)^2 + 4a\sigma \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}{(1 - \sigma a)^2 + 4a\sigma \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (2.25)$$

La transmission est minimale lorsque $\theta = 0 [2\pi]$, et les fréquences validant cette condition sont dites résonantes. Le champ ayant fait un tour dans l'anneau ($aE'_1 \exp(i\theta)$) est alors en phase avec le champ se couplant dans l'anneau depuis le guide d'entrée ($-i\kappa E_0$). Cette interférence constructive fait atteindre un maximum à l'énergie optique accumulée dans le résonateur, et un minimum à l'énergie transmise en sortie. L'intervalle séparant deux fréquences ou longueurs d'onde résonantes successives est appelé intervalle spectral libre (ISL).

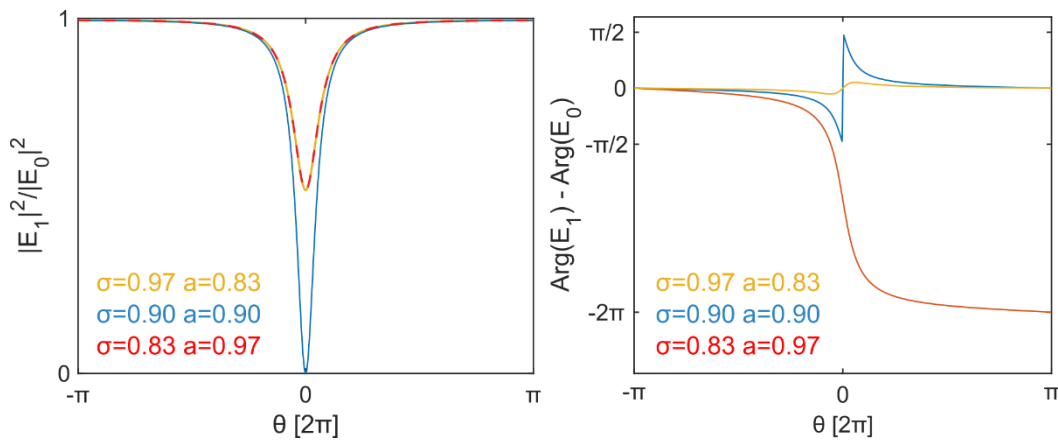


Figure 2.5 - Transmission d'un anneau (a) et réponse en phase d'un anneau (b), en fonction de la phase accumulée par l'onde incidente après un tour dans l'anneau. Un exemple de régime de sous-couplage est représenté en jaune, de sur-couplage en rouge, et de couplage critique en bleu.

La figure 2.5 présente un exemple de transmission et de réponse en phase de l'anneau en fonction de la phase accumulée par l'onde optique θ après un tour dans l'anneau. Cette phase accumulée étant proportionnelle à la fréquence de l'onde incidente (équation (2.22)), la transmission spectrale de l'anneau aux environs d'une fréquence résonante a le même aspect que la figure 2.5 (a). On peut identifier 3 régimes de couplages distincts. Le régime de sous-couplage, lorsque $\sigma > a$, le régime de sur-couplage, lorsque $\sigma < a$, et le régime de couplage critique, lorsque $\sigma = a$.

Dans le régime de couplage critique, si la fréquence incidente est résonante, le champ qui se couple dans le guide de sortie depuis l'anneau ($-i\kappa E'_0$) est égal et opposé au champ transmis du guide d'entrée au guide de sortie (σE_0), de sorte que les deux s'annulent parfaitement ($E_1 = 0$). Atteindre cette condition nécessite un alignement exact de σ et a . En pratique, un résonateur est toujours en sur-couplage ou en sous-couplage et sa transmission n'est jamais nulle. Dans le régime de sur-couplage, le champ provenant de l'anneau domine le champ sortant, et en régime de sous-couplage, le champ provenant du guide d'entrée domine la sortie.

L'équation (2.23) concerne un régime statique où la phase accumulée par la lumière est constante. En présence d'une modulation de phase, on peut ajouter une partie dynamique $\phi(t)$ à la phase en reprenant l'équation (2.22) :

$$\phi(t) + \theta = \frac{\omega_0 \Delta n(V(t)) L_{PM}}{c} + \frac{\omega_0 n_0 L}{c} \quad (2.26)$$

Où L_{PM} est la longueur du modulateur de phase. Dans ces circonstances, un développement particulier doit alors être mené du fait que l'anneau met un certain temps pour se charger ou se décharger en lumière, il sera détaillé dans le chapitre 4, section 4.3. Toutefois, pour une modulation suffisamment lente au regard du temps de charge et de décharge de lumière, le comportement instantané de l'anneau peut être approché en substituant simplement θ par $\phi(t) + \theta$ dans l'expression (2.23) et les suivantes. À un instant donné, les fréquences résonantes valident alors $\phi(t) + \theta = 0 [2\pi]$, et au cours du temps ces fréquences varient. Ainsi, une raie laser incidente peut être résonante à certains instants et ne pas l'être à d'autres, sous l'effet d'une modulation de phase. La transmission s'en trouve alors modulée à la fois en amplitude et en phase, comme schématisé sur la figure 2.6.

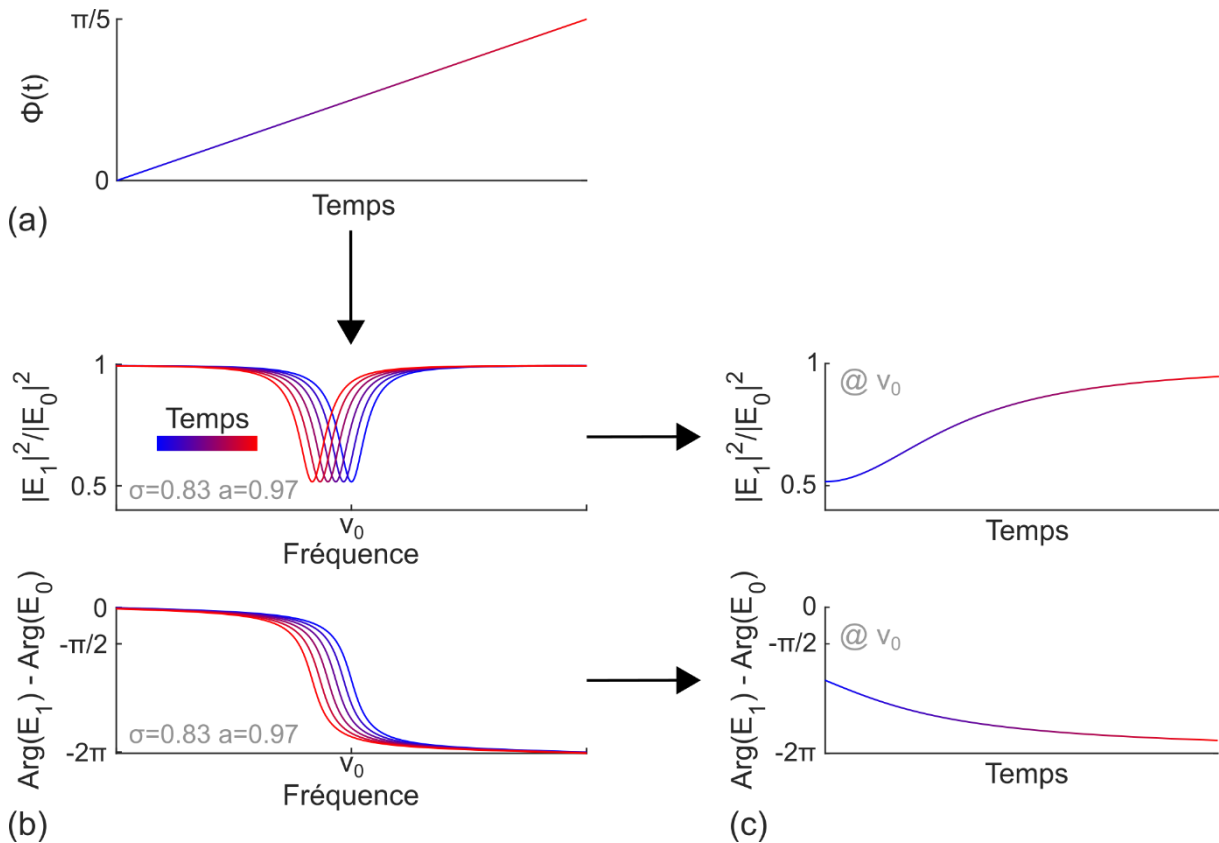


Figure 2.6 – (a) La variation de phase accumulée $\phi(t)$ après un tour dans un anneau sur-couplé est variée au cours du temps. (b) En conséquence, La résonance de l'anneau se déplace sur le spectre, et (c) la lumière transmise à une fréquence ν_0 est modulée à la fois en amplitude et en phase.

L'efficacité des modulateurs en anneaux est parfois donnée comme $\Delta\lambda/\Delta V$, en pm/V, où $\Delta\lambda$ désigne le décalage spectral d'une longueur d'onde résonante, obtenue pour une variation ΔV de la tension appliquée sur le modulateur de phase [58].

Les résonateurs ont pour avantage de faire circuler la lumière plusieurs fois dans le modulateur de phase, par conséquent, la tension et la longueur active (modulante) requises pour atteindre une certaine profondeur de modulation peuvent être drastiquement réduites en comparaison d'un MZM. Cet avantage transparaît à travers la finesse ou le facteur de qualité des résonances, plus la résonance

est fine (ou possède un haut facteur de qualité), plus la pente d'une résonance est forte, et plus la transmission est sensible à une faible variation de phase induite. La finesse du résonateur est donnée par [59] :

$$F = \frac{\pi\sqrt{\sigma a}}{(1 - \sigma a)} \quad (2.27)$$

Et le facteur de qualité d'une résonance :

$$Q = F \frac{n_g L}{\lambda_{res}} \quad (2.28)$$

Où n_g est l'indice de groupe optique et λ_{res} la longueur d'onde de la résonance considérée. Il est intéressant de remarquer que ces facteurs de mérites sont proportionnels au nombre moyen de tours effectués par l'énergie optique dans l'anneau [59]. La plus grande efficacité de modulation peut donc être comprise aussi bien spectralement (par la pente des résonances), que temporellement (par le nombre de passage de la lumière à l'intérieur du modulateur de phase).

Les modulateurs résonants présentent plusieurs différences avec les modulateurs type MZM, pouvant s'avérer désavantageuses ou avantageuses suivant les applications. Comme on peut le voir sur la figure 2.6, la linéarité en amplitude et en phase des modulateurs en anneau, en fonction de la variation de phase appliquée, est réduite à des régions limitées. Au-delà, les fortes non-linéarités peuvent causer d'importantes distorsions du signal. La réponse du modulateur autour d'une résonance impose également une bijection entre la phase et l'amplitude du champ sortant, qui ne peuvent donc pas être contrôlées indépendamment comme avec un MZM. La transmission du modulateur est d'autre part très sensible au désaccord entre la fréquence du laser incident et de la résonance exploitée. La position des résonances peut être influencée par faibles variations de fabrication et de température [59,60], un asservissement du système peut donc être requis dans certains cas [60,61]. La fonction de transfert électro-optique du modulateur peut présenter une résonance à haute fréquence, en fonction du désaccord entre la fréquence incidente et la résonance optique, et des paramètres du résonateur [60,62]. Cette déformation provient des temps de charge et décharge de la cavité, qui ont été négligés dans cette section. Elle est d'autant plus importante que le facteur de qualité est grand, et peut dans certains cas limiter la bande passante du modulateur. Un compromis peut donc apparaître entre la bande passante et l'efficacité des modulateurs résonants. Enfin, la forte efficacité des modulateurs rend ces composants attractifs : ils sont en effet beaucoup plus compacts que les modulateurs MZM et demandent une puissance électrique plus faible.

L'analyse des structures présentées dans cette section 2.1 est basée sur des modulateurs de phase pure. Cependant, comme nous allons le voir dans la section suivante, l'effet physique utilisé dans le silicium implique qu'à toute modulation de phase sera associée une modulation d'amplitude, ce qui nécessitera des adaptations par rapport aux modèles simples présentés ci-dessus.

2.2 Effets physiques des modulateurs silicium

L'effet de la dispersion due au plasma de porteurs libres dans le silicium fut mis en évidence à travers une relation empirique par Richard A. Soref et Brian R. Bennett en 1987 [5]. Cet élan a encouragé la création d'une grande diversité de structures destinées à la modulation électro-optique sur des puces directement fabricables à partir des procédés de fabrication de circuits intégrés CMOS. Cette section présente dans un premier temps le principe physique à l'origine de la modulation électro-optique dans le silicium, et donne un aperçu des principales structures de modulation ayant été développées par la communauté scientifique pour exploiter ces effets.

2.2.1 Principe électro-optique et relations de Soref et Bennett

Dans un circuit photonique intégré sur la plateforme SOI, l'onde optique se propage à l'intérieur de guides d'ondes en silicium gravés et entourés de silice. La différence entre les indices de réfraction de la silice et du silicium permet le guidage de la lumière dans le silicium et le champ électromagnétique s'y propage suivant certains modes.

En combinant des mesures expérimentales du spectre d'absorption du silicium dopé avec les relations de Kramers-Krönig, R. Soref et B. Bennett ont établi des relations empiriques décrivant les variations d'indice et de coefficient d'absorption dans le silicium en fonction des concentrations de porteurs libres. Ces relations, aux longueurs d'onde de 1.3 μm et 1.55 μm (couramment utilisées dans les télécommunications) sont : à $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$, où les variations de concentrations en électrons ΔN_e et en trous ΔN_h sont exprimées en cm^{-3} , la variation d'absorption $\Delta\alpha$ est en cm^{-1} :

$$\Delta n = -6.2 \times 10^{-22} \Delta N_e - 6 \times 10^{-18} \Delta N_h^{0.8} \quad (2.29)$$

$$\Delta\alpha = 6 \times 10^{-18} \Delta N_e + 4 \times 10^{-18} \Delta N_h \quad (2.30)$$

et à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$:

$$\Delta n = -8.8 \times 10^{-22} \Delta N_e - 8.5 \times 10^{-18} \Delta N_h^{0.8} \quad (2.31)$$

$$\Delta\alpha = 8.5 \times 10^{-18} \Delta N_e + 6 \times 10^{-18} \Delta N_h \quad (2.32)$$

D'après ces relations, les variations d'indices et d'absorption sont plus importantes à 1.55 μm qu'à 1.3 μm . D'autre part, la variation d'indice liée à la concentration de trous n'a pas la même pente en échelle logarithmique (du fait de l'exposant 0.8), que la variation liée à la concentration d'électrons, comme représenté sur la Fig. 2.7 (a) pour une longueur d'onde de 1.55 μm . En fonction de leur concentration, la variation d'indice peut donc être dominée par les trous ou bien par les électrons en excès. En pratique, les variations de concentrations atteignables sont de l'ordre de 10^{17} à 10^{19}cm^{-3} , et l'effet des trous est donc plus efficace sur le changement d'indice. L'absorption quant à elle est toujours dominée par la présence d'électrons Fig. 2.7 (b).

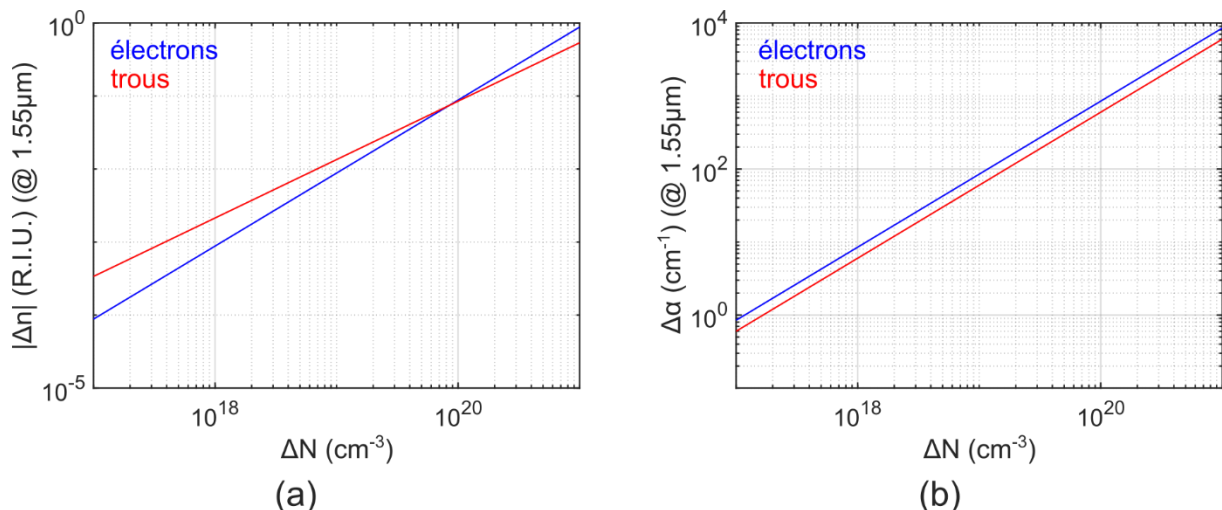


Figure 2.7 - Variation d'indice de réfraction (a) et de coefficient d'absorption (b) en fonction de la concentration d'électrons (bleu) ou de trous (rouge), pour une longueur d'onde de 1.55 μm . (R.I.U. : réfractive index unit).

Des guides d'onde contenant des régions dopées peuvent, sous l'application d'une tension ou d'un courant électrique, présenter des variations de concentration de porteurs libres. Ces dernières induisent alors des variations d'indice et d'atténuation optiques, c'est le principe exploité dans les

modulateurs silicium. L'effet responsable de la variation d'indice est le FCPD, et l'effet responsable de la variation d'absorption est appelé FCA (free carrier absorption).

Bien que les effets d'électro-réfraction et d'électro-absorption coexistent dans le silicium dopé, l'effet exploité pour la modulation est la variation d'indice. Pour en comprendre la raison, nous allons comparer la modulation obtenue dans un guide exploitant le changement du coefficient d'absorption avec la variation de transmission dans un interféromètre MZM exploitant le changement d'indice de réfraction, pour une même variation de concentrations de porteurs de charge. Prenons un guide d'onde en silicium de longueur $L = 3 \text{ mm}$, dopé pour former une jonction PN avec une concentration typique $\Delta N_h = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ de trous et $\Delta N_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ d'électrons. Dans la suite du paragraphe, nous considérerons une distribution uniforme des porteurs et un recouvrement total avec le mode optique. Nous supposerons que l'application d'une tension inverse aux bornes de la jonction extrait l'intégralité des porteurs de charge dans le guide, ce qui correspond à une variation d'absorption du matériau de $\Delta\alpha = 1.45 \text{ cm}^{-1}$ (à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$). Le rapport de puissances de sortie en présence et en l'absence de tension vaut donc environ $\exp(\Delta\alpha L) = 1.55$ (soit un taux d'extinction de 1.9 dB). Considérons à présent que ce guide est placé dans l'un des bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder. Dans les mêmes conditions de dopage, de longueur et de tension appliquée, la variation d'indice vaut -4.26×10^{-4} . On peut alors calculer que la transmission de la structure passe d'un maximum de 0.9 en l'absence de tension à un minimum de 0.069 après déplétion des porteurs, soit un taux d'extinction de 11.2 dB. Ces approximations montrent en quoi la modulation d'indice dans un modulateur interférométrique est plus efficace que la modulation d'absorption dans un guide pour des dopages, des longueurs et des conditions d'utilisation typique de modulateurs silicium.

2.2.2 Structures de modulateurs de phase basées sur le FCPD

Pour exploiter le FCPD dans les guides silicium, la méthode utilisée consiste à intégrer une structure électrique en forte interaction avec le mode optique, et dans laquelle la concentration de porteurs peut être variée sous l'application d'un champ ou d'un courant électrique. Trois principaux régimes de fonctionnement ont été étudiés : l'accumulation, l'injection et la déplétion de porteurs. Toutes les configurations présentent un compromis entre l'efficacité d'une part, et la rapidité ainsi que les pertes d'insertion d'autre part, mais chaque configuration offre un compromis différent [63].

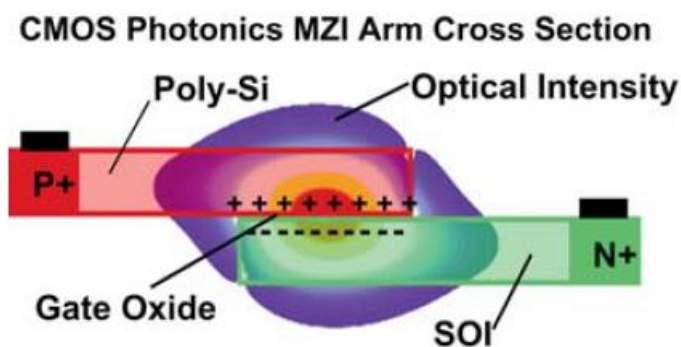


Figure 2.8 – Représentation en coupe d'un modulateur capacitif, basé sur l'accumulation de porteurs dans des zones dopées autour d'une fine couche diélectrique. [64]

Une première solution est d'introduire une fine couche de diélectrique comme de la silice (Fig. 2.8 [64]), entre deux régions dopées P et N, à la manière des capacités ou des transistors MOS. Ce type de structure exploite le régime d'accumulation : l'application d'une tension directe sur les régions dopées provoque une accumulation des porteurs en excès au niveau de l'interface entre le silicium et la silice, où l'essentiel du mode optique est confiné. Les appellations SIS ou SISCAP (semiconductor-insulator-semiconductor capacitor) sont parfois employées pour désigner ce type de modulateurs capacitifs. Une forte variation des concentrations de porteurs peut être atteinte par cette méthode et se répercute en une efficacité importante, avec un produit $V_{\pi}L_{\pi}$ généralement inférieur à $1 \text{ V}\times\text{cm}$ [63].

En contrepartie, la rapidité du modulateur s'en trouve limitée par la capacité électrique équivalente du composant [65]. Un dépôt de silicium polycristallin (polysilicium) doit être effectué sur la silice pour obtenir la couche supérieure. Ce polysilicium présentant des pertes optiques et une résistance électrique accrue, différentes stratégies peuvent alors être employées pour améliorer les performances de ce type de modulateurs, comme la recristallisation du polysilicium [60,63,66], ou l'insertion d'une couche de silicium-germanium à l'interface avec la couche inférieure [67].

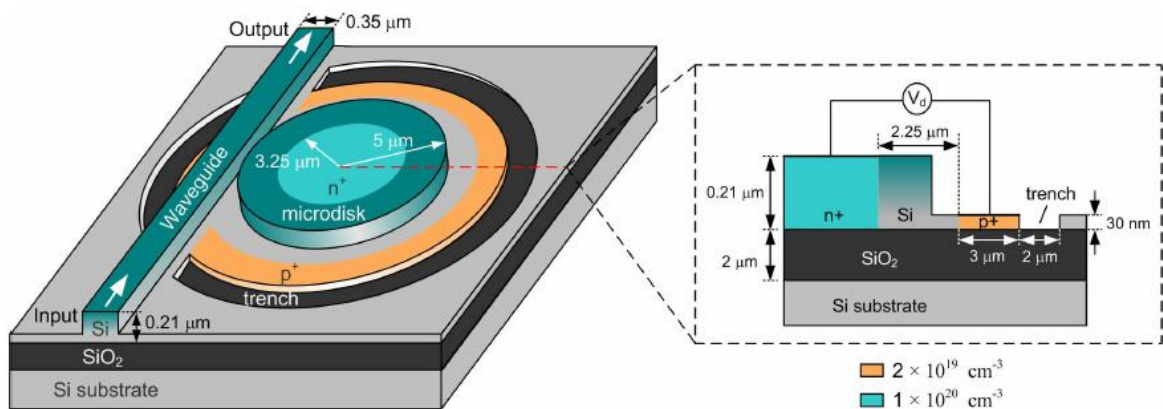


Figure 2.9 - Un modulateur silicium à injection en disque (à gauche) dont le guide comporte une jonction PIN (vue en coupe à droite) [68]

Une seconde technique pour exploiter le FCPD est de doper deux régions N et P d'un guide silicium en laissant une zone non dopée (dite intrinsèque) entre elles (Fig. 2.9 [68]), où se concentre le mode optique. En appliquant une tension directe aux bornes de cette diode PIN, un courant s'établit dans la région intrinsèque, et la densité de porteurs y augmente fortement. Ce régime est appelé régime d'injection. Les modulateurs à injection permettent d'atteindre les meilleures efficacités, mais ils sont également ceux qui présentent les plus longs temps de réponse [63]. En effet, la rapidité du composant est alors généralement limitée par le temps de recombinaison des paires électron-trou. Dans certains cas, ces limitations sont compensées par une mise en forme spécifique du signal modulant en amont (pre-emphasis) [10], ou encore par l'intermédiaire d'un égaliseur RC, au détriment de l'efficacité de la structure [69].

Les modulateurs à accumulation et à injection étant efficaces, ils sont généralement courts, (<1 mm). Cette compacité permet de les utiliser comme éléments localisés, en terminaison de la chaîne RF qui porte le signal électrique modulant.

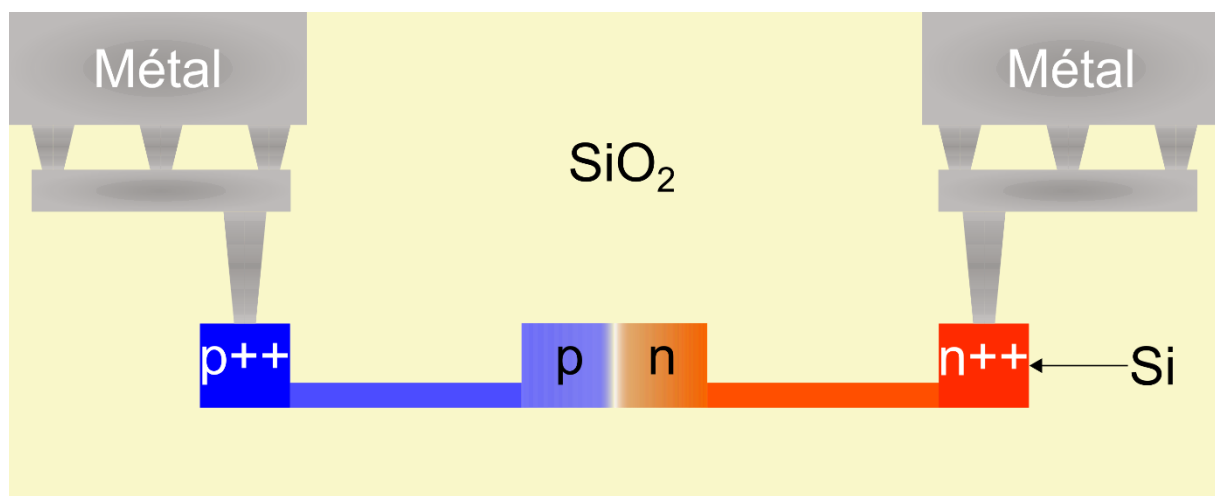


Figure 2.10 - Représentation schématique en coupe d'un modulateur de phase en silicium basée sur la déplétion de porteurs dans une jonction PN horizontale.

Tous les modulateurs étudiés dans le cadre de cette thèse exploitent le FCPD d'une troisième manière, par le régime de déplétion dans des jonctions PN (Fig. 2.10). Cette structure a été étudiée et optimisée depuis plusieurs années et présente des avantages notamment en terme de rapidité de fonctionnement et de pertes optiques [10,55,56,70–72]. Au niveau d'une jonction PN, une zone intrinsèque dépourvue de porteurs libres (appelée zone de déplétion ou zone de charge d'espace) se forme spontanément. Sous l'application d'une tension inverse, cette zone de déplétion s'élargit, et la concentration de porteurs libres globale dans le guide diminue. Des jonctions PIN peuvent également être utilisées dans ce régime, mais la variation de concentration y est moindre. Les pertes d'insertion des modulateurs à déplétion sont en moyenne plus faibles que celle des modulateurs à accumulation ou à injection, mais leur efficacité est également réduite ($V_{\pi}L_{\pi} > 1 \text{ V} \times \text{cm}$). Elle peut être améliorée en privilégiant le recouvrement du mode optique avec la région dopée P plutôt qu'avec la région dopée N, par un décalage latéral de la jonction lors de la conception du composant [56]. La figure 2.10 représente une jonction horizontale (latérale), mais il existe une grande diversité de géométries de jonctions [60,63,73] : verticales, longitudinales (interdigitées ou en zig-zag), ou enroulées en L ou en U (Fig. 2.11). Cette pluralité provient de tentatives pour améliorer le recouvrement du mode optique avec la zone de déplétion, ou le compromis entre l'efficacité de modulation, les pertes d'insertions et la rapidité du modulateur. Certaines géométries sont néanmoins contraintes par les possibilités de fabrication, demandent de relever des défis technologiques, ou sont difficilement implémentables dans les chaînes de production de masse compatibles CMOS. Les jonctions interdigitées peuvent ainsi être limitées par les dimensions minimales de régions pouvant être dopées [56], et les jonctions verticales ou enroulées nécessitent un contrôle de la profondeur ou de l'angle d'implantation [60].

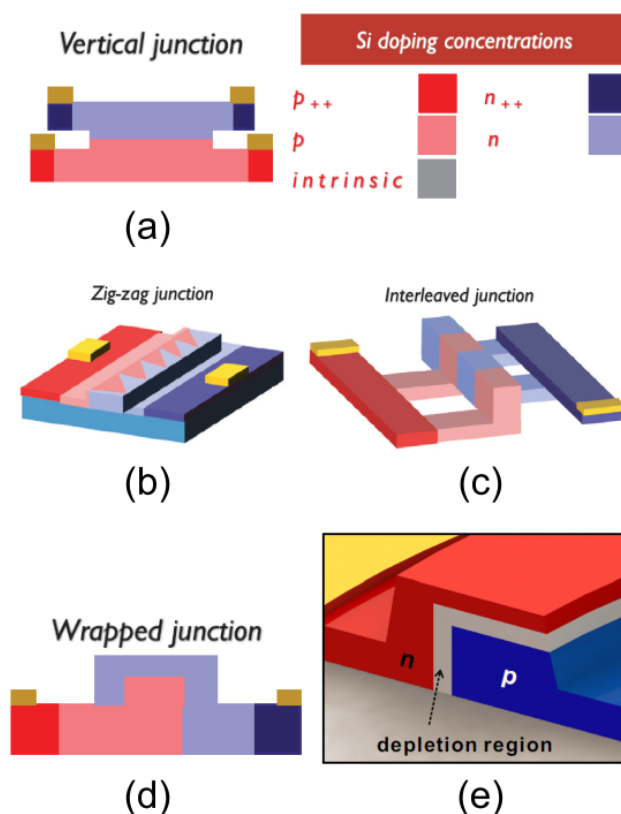


Figure 2.11 - Différentes géométries de jonctions PN. (a) Verticale, (b) longitudinale (zigzag), (c) longitudinale (interdigitée), (d) enroulée en U. Figures extraites de [63]. (e) Enroulée en L. Figure issue de [73].

La rapidité des modulateurs à déplétion n'est pas soumise au temps de recombinaison des paires électron-trous comme pour les modulateurs à injection. Elle peut être contrainte par la fréquence de coupure électrique $1/(2\pi RC)$ due à la résistance d'accès R et de la capacité équivalente de la jonction C , mais en dopant fortement les régions éloignées du guide en contact avec le métal (Fig. 2.10), il est possible de réduire la résistance d'accès tout en maintenant de faibles pertes optiques. Du fait de leur

plus faible efficacité, la longueur des modulateurs à déplétion excède généralement 1 mm, et n'est plus négligeable devant la longueur d'onde des signaux électriques qui les commandent. En conséquence, ils peuvent être considérés comme un tronçon de ligne de transmission RF : des électrodes à ondes progressives ou TWE (travelling-wave electrodes) sont utilisées pour y appliquer le signal électrique, en co-propagation avec la lumière. L'onde électrique finit sa course en étant absorbée par une charge en sortie des électrodes. De nouvelles limitations de vitesse apparaissent avec cette configuration : l'atténuation de l'onde RF au cours de sa propagation, les désadaptations d'impédance en entrée et en sortie, ou le désaccord des vitesses de propagation électrique et optique, sont autant d'effets qui peuvent impacter la fonction de transfert électro-optique du composant.

Il est important de noter que lorsqu'une tension directe est appliquée sur la diode et qu'elle dépasse un certain seuil, un courant important s'établit (régime d'injection). Le courant croît alors exponentiellement avec la tension et peut endommager la diode. Pour éviter d'atteindre ce régime d'injection, on ajoute au signal modulant une composante continue, appelée tension de polarisation de la diode, qui permet d'assurer que la tension totale appliquée à tout instant ne franchisse jamais le seuil de la diode. Si une tension inverse trop forte est appliquée, un autre seuil apparaît : le seuil d'avalanche, au-delà duquel un fort courant traverse la diode. L'amplitude du signal modulant et la tension de polarisation doivent donc être contrôlées judicieusement pour s'assurer que l'ensemble est compris entre le seuil direct et le seuil d'avalanche. Dans un MZM, la composante continue de la tension ne peut donc pas être employée pour changer le point de fonctionnement du modulateur, ou seulement dans une moindre mesure. On utilise alors des déphaseurs thermo-optiques dans ce but.

Enfin, dans les modulateurs de phase à déplétion, l'indice effectif du mode optique guidé dépend à la fois du profil du mode et du profil de la densité de porteurs en interaction avec le mode. Lorsqu'une tension inverse est appliquée, la zone de déplétion s'élargit, mais son élargissement n'est pas linéaire avec la tension. La variation d'indice effectif n'est donc pas linéaire vis-à-vis de la tension appliquée. D'autre part, la modulation de concentration de porteurs est également à l'origine d'une modulation d'amplitude du champ. Les équations de la partie 2.1.1 présentent donc des limitations pour décrire des modulateurs silicium, et une modélisation numérique de ces effets s'impose. En outre, les limitations dynamiques du modulateur doivent également être prises en compte et reposer sur un modèle électrique fiable. Cette modélisation fait l'objet de la section suivante.

2.3 Modélisation numérique des modulateurs silicium

Les modulateurs étudiés dans le cadre de cette thèse s'appuient en partie sur des configurations ayant été optimisées précédemment. Une modélisation fine des effets électro-optiques dans ces structures a été nécessaire. Dans cette section, la modélisation des aspects statiques (non-linéarités de l'indice, variation d'absorption optique) et dynamiques (limitations de rapidité) est détaillée. L'objectif est d'obtenir un modèle fiable qui sera utilisé dans les chapitres suivants à la fois pour étudier l'impact des non-linéarités pour différentes applications, et pour estimer les performances ou concevoir de nouvelles structures de modulateurs. Des modèles numériques statiques et dynamiques ont déjà été développés par les précédents doctorants du groupe [10,55,56] ; je les ai reproduits et ai tenté de les améliorer. Ma principale contribution au modèle statique consiste à faire reposer ce dernier sur des mesures expérimentales, quant au modèle dynamique, j'y traite la problématique de la désadaptation d'impédance différemment, considérant que la lumière et les réflexions électriques se propagent en sens opposés. Enfin, mon modèle prendra en paramètre la longueur du modulateur et ne sera pas limité à une seule longueur, ce qui sera essentiel pour les simulations du chapitre 4.

L'ensemble des comportements sera concrètement modélisé par un script Matlab. Pour l'application d'une tension définie au cours du temps sur le modulateur, l'algorithme permettra d'extraire une tension effective tenant compte de tous les effets dynamiques, puis de convertir cette tension effective en une variation d'indice et d'absorption effective du mode électromagnétique guidé, prenant en considération tous les effets statiques.

2.3.1 Modélisation du comportement statique

La stratégie employée pour modéliser les effets statiques vise à aboutir à une expression de la variation d'indice effectif, et d'atténuation du mode, fonctions de la tension appliquée, sous forme de polynômes. Dans un premier temps, on estime les variations pour des valeurs discrètes de la tension, avant de recourir à une régression polynomiale.

2.3.1.1 Simulation électro-optique

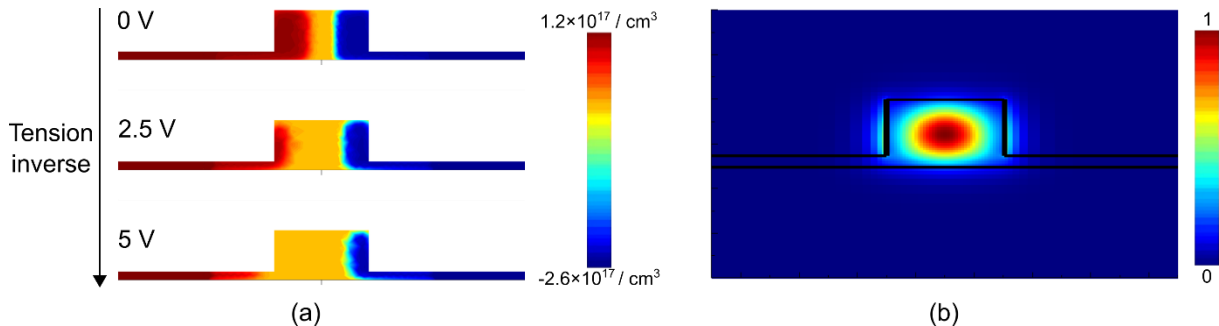


Figure 2.12 – (a) La densité de porteurs libres est simulée sur la section de la jonction PN pour différente tension. (b) Le mode optique du guide d'onde est calculé par un solveur de mode en fonction des densités de porteurs de charges pour les différentes tensions.

Pour évaluer la variation d'absorption et d'indice effectif du mode en fonction de la tension appliquée sur le modulateur, une méthode consiste à réaliser une simulation électro-optique. Elle se décompose en deux parties et est effectuée via le logiciel Lumerical (ANSYS Inc.) [74]. La première partie est une simulation de la distribution 2D des porteurs sur une section du guide d'onde, pour différentes tensions appliquées. Le solveur de charge implanté dans le logiciel résout numériquement les équations de Poisson et de dérive-diffusion des porteurs, en fonction de la géométrie du guide, des concentrations de dopants, et des potentiels électriques appliqués. La seconde partie utilise un solveur de mode optique (par méthode des différences finies) pour calculer l'atténuation et l'indice effectif du mode optique guidé, en tenant compte de la répartition des porteurs calculée et des équations de Soref introduites précédemment. La figure 2.12 montre un exemple de distribution 2D de porteurs libres (signée par la charge) au niveau du guide d'onde, pour différentes tensions inverses appliquées (a), et le profil 2D du mode optique guidé (b). À partir des valeurs obtenues pour chaque tension, une régression polynomiale permet alors d'exprimer l'atténuation et la variation d'indice effectif sous forme de polynôme de la tension appliquée.

Afin de rendre le modèle réaliste, nous avons souhaité l'appuyer sur les propriétés mesurées expérimentalement sur les composants déjà fabriqués. En particulier, il est possible de mesurer expérimentalement la variation d'indice effectif à l'intérieur d'une jonction PN. C'est l'objet de la partie suivante. La comparaison de la variation d'indice obtenue expérimentalement avec des simulations électro-optiques peut ainsi permettre d'ajuster les paramètres utilisés dans la simulation. Dans notre cas nous utiliserons cette comparaison pour en déduire les concentrations de porteurs effectives dans la diode, ce qui nous permettra ensuite de modéliser l'ensemble des propriétés du modulateur (variation d'absorption et d'indice du composant en fonction de la longueur considérée).

2.3.1.2 Mesures expérimentales de la variation d'indice effectif par déplétion de porteurs et modélisation de la variation d'absorption associée

Afin de mesurer la variation d'indice effectif en fonction de la tension appliquée sur un modulateur de phase en silicium, on utilise un modulateur en anneau. Le modulateur considéré dans cette section fut conçu par Diego Pérez Galacho puis fabriqué par STMicroelectronics, il est issu du lot Q538051 du run CALYPSO, et possède un rayon de $80 \mu\text{m}$.

En appliquant différentes tensions aux bornes de la jonction, les longueurs d'onde résonantes de l'anneau sont décalées. À partir de la transmission spectrale de l'anneau, il est possible de mesurer l'ISL et le décalage d'une longueur d'onde résonante en fonction de la tension. Ces valeurs permettent alors de remonter à la variation d'indice effectif induite par la tension.

Soit un anneau de périmètre L contenant un modulateur de phase de longueur L' . L'application d'une tension introduit une variation d'indice Δn_{eff} le long du modulateur de phase. Une longueur d'onde résonante passe alors de λ_1 à λ_2 , telles que :

$$\frac{Ln_{eff}(\lambda_2) + L'\Delta n_{eff}(\lambda_2)}{\lambda_2} = \frac{Ln_{eff}(\lambda_1)}{\lambda_1} \quad (2.33)$$

En posant $\Delta\lambda = (\lambda_2 - \lambda_1)$, on peut approcher $\frac{1}{\lambda_2}$ par $\frac{1}{\lambda_1} \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\lambda_1}\right)$. En négligeant le terme $\Delta\lambda\Delta n_{eff}(\lambda_2)$, on isole $\Delta n_{eff}(\lambda_2)$ pour obtenir :

$$\Delta n_{eff}(\lambda_2) \approx \frac{L}{L'} \frac{\Delta\lambda}{\lambda_1} \left\{ n_{eff}(\lambda_2) - \lambda_1 \frac{[n_{eff}(\lambda_2) - n_{eff}(\lambda_1)]}{\Delta\lambda} \right\} \quad (2.34)$$

La variation de longueur d'onde $\Delta\lambda$ et la différence d'indice entre les deux longueurs d'onde étant faibles pour les tensions appliquées, on peut identifier l'indice de groupe n_G dans cette relation, sachant qu'il s'exprime en fonction de l'indice effectif n_{eff} et de sa dérivée, au niveau d'une longueur d'onde résonante λ_{res} comme :

$$n_G = n_{eff}(\lambda_{res}) - \lambda_{res} \left. \frac{dn_{eff}(\lambda)}{d\lambda} \right|_{\lambda_{res}} \quad (2.35)$$

L'expression (2.34) se simplifie alors :

$$\Delta n_{eff}(\lambda_2) \approx \frac{L}{L'} \frac{\Delta\lambda}{\lambda_1} n_G \quad (2.36)$$

Enfin l'indice de groupe peut être évalué à partir de l'ISL autour d'une longueur d'onde λ [59]:

$$n_G = \frac{\lambda^2}{L \times ISL} \quad (2.37)$$

Ainsi, des mesures successives du déplacement $\Delta\lambda$ d'une longueur d'onde résonante, pour différentes tensions, permet de connaître la variation correspondante d'indice effectif.

La figure 2.13 (a) représente la transmission de l'anneau aux alentours de $\lambda = 1305.9$ nm, sous l'application d'une tension inverse sur la jonction PN constituant le modulateur de phase. Dans cet exemple, le modulateur de phase couvre 87.4% du périmètre de l'anneau, et l'indice de groupe mesuré vaut environ 4.2. Lorsque la tension est balayée de 0 à 7 V, par pas de 0.5 V, le décalage en longueur d'onde permet de calculer la variation d'indice effectif induite (Fig. 2.13 (b)). On constate, en passant, la non-linéarité du modulateur de phase. Il est alors possible d'approcher directement les points issus de l'expérience par un polynôme (ici de degré 4), via une régression polynômiale sur Matlab : il s'agit de la courbe en pointillés. Dans l'exemple présent, le polynôme vaut :

$$\Delta n_{eff}(V) \approx 4.07 \times 10^{-5}V - 5.53 \times 10^{-6}V^2 + 5.53 \times 10^{-8}V^3 - 2.84 \times 10^{-8}V^4 \quad (2.38)$$

Où V est la tension inverse appliquée.

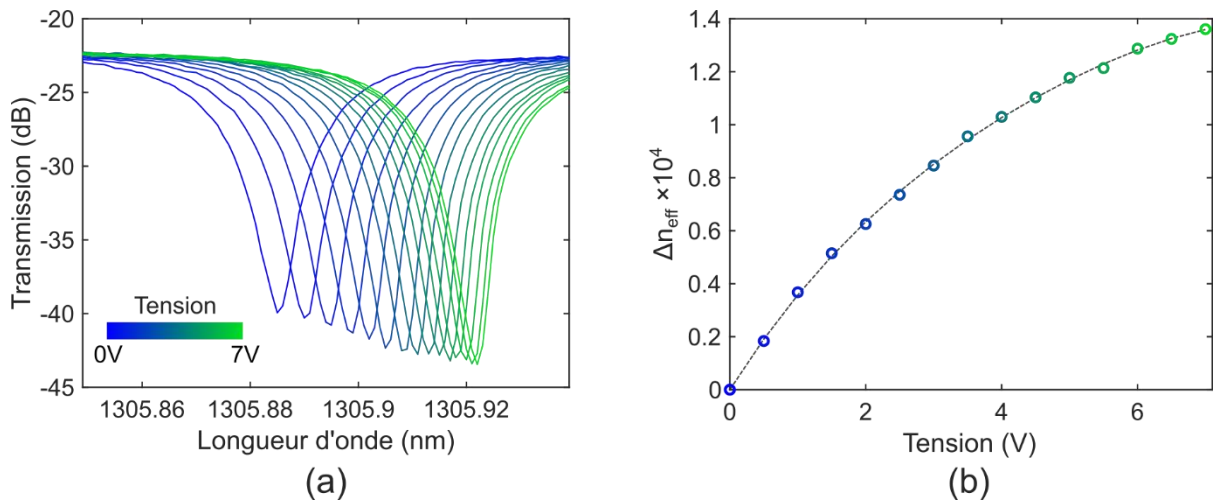


Figure 2.13 – (a) Exemple d'une résonance aux alentours de 1305.9 nm, se décalant sur le spectre lorsque la tension inverse appliquée sur le modulateur de phase balaie la plage de 0 V (bleu) à 7 V (vert), par pas de 0.5 V. (b) En mesurant le décalage de la longueur d'onde résonante associé à chaque tension, la variation d'indice à pu être calculée (cercles), puis approchée par une régression polynomiale à l'ordre 4 (courbe pointillée).

Sur la figure 2.13 (a), on remarque que l'application d'une tension a pour effet de rendre les résonances plus profondes. Ce phénomène s'explique par la variation d'absorption due au FCA, qui modifie les pertes optiques après un tour dans l'anneau, et donc la condition de couplage. Ici le résonateur est sous-couplé ($\sigma > a$). Lorsque la tension est appliquée, les porteurs sont chassés de la jonction PN et l'atténuation diminue, le coefficient de propagation (a) se rapproche du coefficient de transmission du coupleur (σ), et le système se rapproche du couplage critique. En théorie, il est possible d'exploiter la forme de ces résonances pour extraire les variations d'absorption à chaque pas de tension, mais cela implique de connaître avec une grande précision le coefficient de transmission du coupleur directionnel. En pratique, les coefficients du coupleur sont sensibles aux aléas de fabrication, et il est difficile de connaître précisément le taux de transmission du coupleur, ou de le distinguer du coefficient de propagation dans l'anneau. Comme le montrait la figure 2.5, différentes combinaisons de ces deux paramètres peuvent conduire à un même spectre d'intensité.

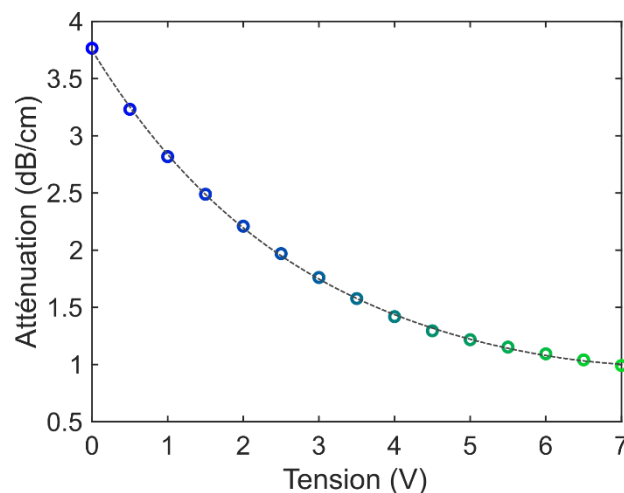


Figure 2.14 - La variation d'atténuation obtenue (cercles) peut être approchée par un polynôme d'ordre 4 (pointillés).

Afin d'évaluer la variation d'atténuation j'ai donc utilisé la simulation électro-optique décrite précédemment. Les concentrations de dopants insérés dans la simulation sont déterminées telles que la simulation rende compte des variations d'indice effectifs mesurés expérimentalement. Dans le cas présent, on trouve que la variation d'indice est atteinte pour une concentration de dopant de $1.1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ dans la région P et $2.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ dans la région N. La variation d'atténuation correspondante est représentée sur la Fig. 2.14. Elle est approchée par un polynôme de degré 4 :

$$A(V) [dB/cm] \approx 3.75 - 1.07 V + 0.18 V^2 - 0.02 V^3 + 7.19 \times 10^{-3} V^4 \quad (2.39)$$

2.3.2 Modélisation du comportement dynamique

La plupart des modulateurs étudiés et utilisés dans cette thèse (à l'exception des modulateurs en anneau servant à la mesure de la variation d'indice) ont des électrodes à ondes progressives. De nombreux effets électriques sont pris en compte dans la modélisation dynamique de ce type de composants : le filtre RC constitué par la diode PN dans le guide silicium, l'atténuation du signal électrique au cours de sa propagation, le désaccord entre les vitesses de propagation électrique et optique, l'effet de peau, et enfin la désadaptation d'impédance électrique à l'entrée et à la sortie du modulateur. Cette section rassemble le modèle complet de la chaîne de transmission et décrit les différents effets dynamiques implémentés.

2.3.2.1 Stratégie de modélisation

L'objectif du modèle dynamique est, pour un signal électrique appliqué sur le modulateur, d'aboutir à un signal électrique effectif pouvant être converti en une modulation d'indice et d'atténuation optique par le modèle statique.

Pour tenir compte de la différence entre les vitesses de propagation électrique et optique, une première tension effective $V_{\Delta n}(t)$ doit être calculée à partir de la tension réellement appliquée $V(t)$. C'est-à-dire que l'application de $V_{\Delta n}(t)$ dans un cas hypothétique où la différence des vitesses serait nulle rend compte de la modulation obtenue par l'application de $V(t)$ dans le cas réel où la différence de vitesse est non nulle. Du fait de la désadaptation d'impédance entre la source RF, le composant et la charge RF en sortie, le signal électrique se réfléchit plusieurs fois aux extrémités du modulateur. Le signal effectivement appliqué le long du modulateur comporte donc de multiples réflexions du signal initial, dont certaines se co-propagent avec la lumière, et d'autres se propagent en sens opposé. Plusieurs réflexions du signal sont sommées pour aboutir à une expression $V_{sum}(t)$ de la tension. Enfin, cette tension est évaluée entre les deux électrodes métalliques, mais la jonction PN est équivalente à une capacité électrique, et les régions dopées allant des électrodes à la jonction sont résistives. Ainsi la tension finalement appliquée sur la jonction se calcule aux bornes de la capacité d'un filtre RC et sera appelée $V_{eff}(t)$.

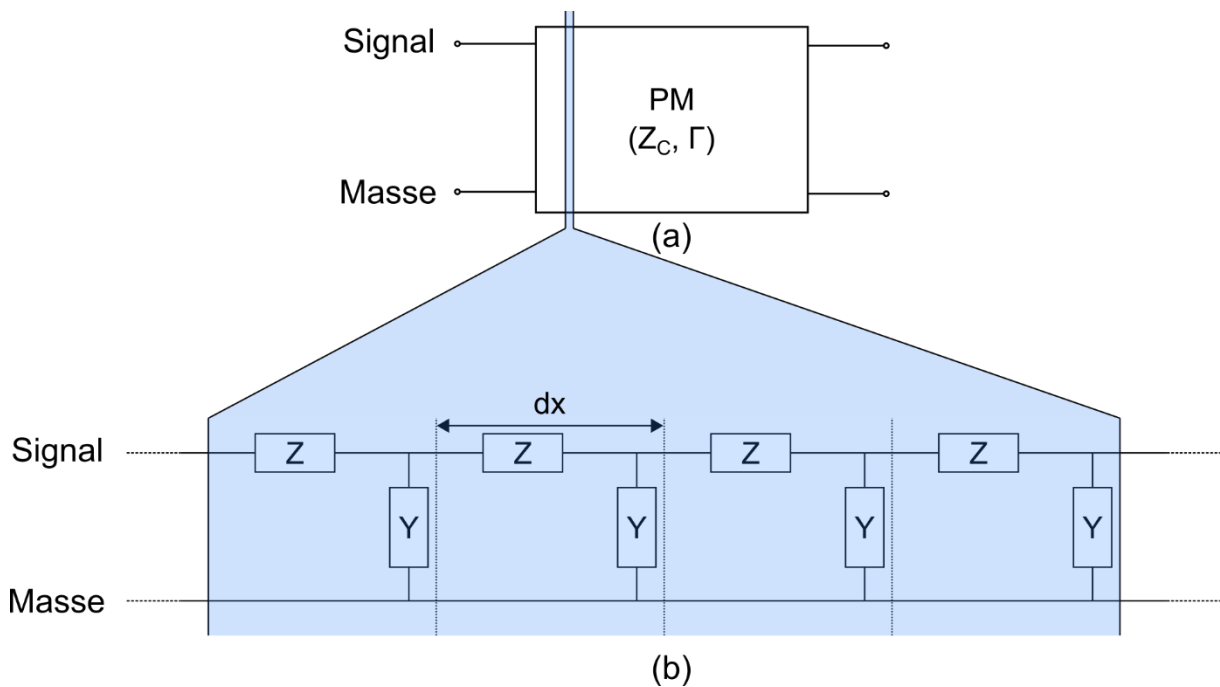


Figure 2.15 - (a), le modulateur de phase peut être représenté comme un quadripôle RF. (b) La ligne de transmission équivalente peut être décomposée en une infinité d'éléments d'impédance série Z et d'admittance parallèle Y.

Électriquement, le modulateur de phase en lui-même peut être représenté comme un quadripôle RF (Fig. 2.15 (a)), équivalent à une ligne de transmission. Une onde de tension appliquée entre la borne de masse et la borne signal est guidée le long de la ligne. Pour rendre compte du désaccord de vitesses électro-optique et des pertes de propagation électrique, il est nécessaire de connaître la constante de propagation $\Gamma(\omega)$ du mode électrique guidé dans la ligne. Pour évaluer les réflexions électriques aux interfaces d'entrée et de sortie, l'impédance caractéristique $Z_C(\omega)$ du modulateur est requise.

On peut décomposer cette ligne en une chaîne d'éléments de longueur infinitésimale dx pour en extraire les caractéristiques principales (Fig. 2.15 (b)). Si chaque élément est composé d'une impédance série $Z(\omega)$ et d'une admittance parallèle $Y(\omega)$, le coefficient de propagation du mode guidé de la chaîne $\Gamma(\omega)$ et l'impédance caractéristique de la ligne $Z_C(\omega)$ sont respectivement donnés par :

$$\Gamma(\omega) = \sqrt{Z(\omega)Y(\omega)} \quad (2.40)$$

$$Z_C(\omega) = \sqrt{\frac{Z(\omega)}{Y(\omega)}} \quad (2.41)$$

En plus de permettre le calcul des tensions $V_{\Delta n}(t)$, $V_{sum}(t)$ et $V_{eff}(t)$, la modélisation de l'élément dx tiendra compte de l'effet de peau et permettra au passage d'évaluer la résistance d'accès et la capacité de la jonction PN du filtre RC équivalent. La détermination des constituants de la chaîne de transmission sera basée sur les plans et les mesures de modulateurs de phases du lot Q940160Q29 du run ACTARUS de STMicroelectronics.

2.3.2.2 Modélisation de la ligne RF

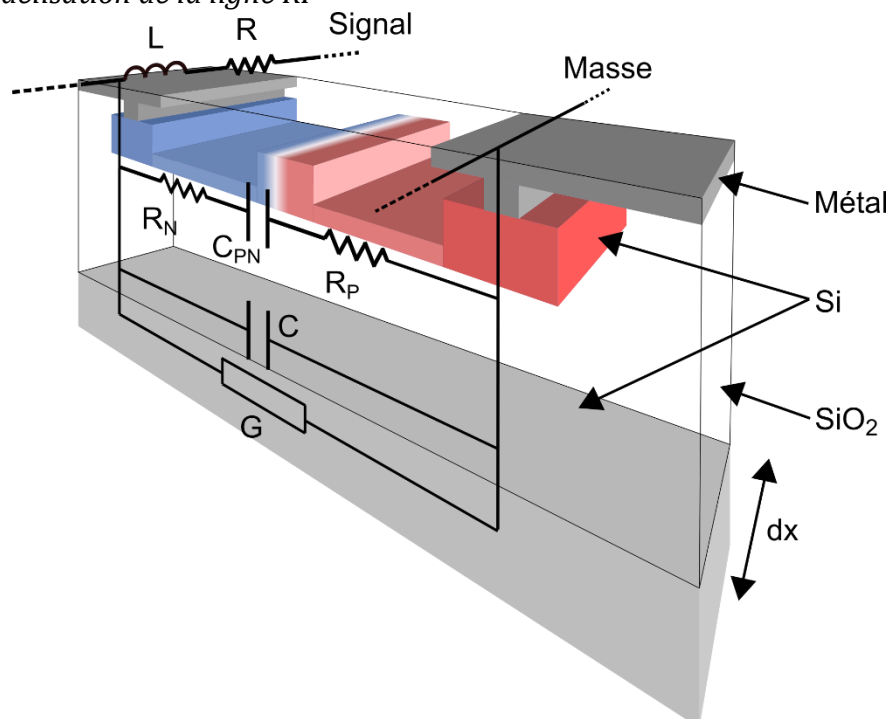


Figure 2.16 - Représentation schématique d'un segment de modulateur de phase de longueur dx . Le schéma électrique équivalent est superposé à la représentation. Il comporte plusieurs éléments : l'inductance L et la résistance R en série ; la capacité C et la conductance G du substrat, ainsi que les résistances d'accès R_P , R_N et la capacité de la jonction C_{PN} en parallèle.

Un segment de longueur infinitésimale dx du modulateur est représenté sur la figure 2.16. Il est décrit par des éléments localisés en série et en parallèle. On trouve parmi eux : l'inductance série L , la

résistance série R de la ligne RF, la capacité due au substrat et à l'air C , la conductance du substrat G , les résistances d'accès des régions dopées R_P et R_N , et enfin la capacité équivalente de la jonction PN C_{PN} . La valeur de chaque élément est calculée théoriquement, sauf pour l'inductance qui sera déterminée par des mesures expérimentales après que tous les autres éléments auront été calculés. L'obtention de la valeur pour chaque composant est décrite dans cette partie.

2.3.2.2.1 Résistance série

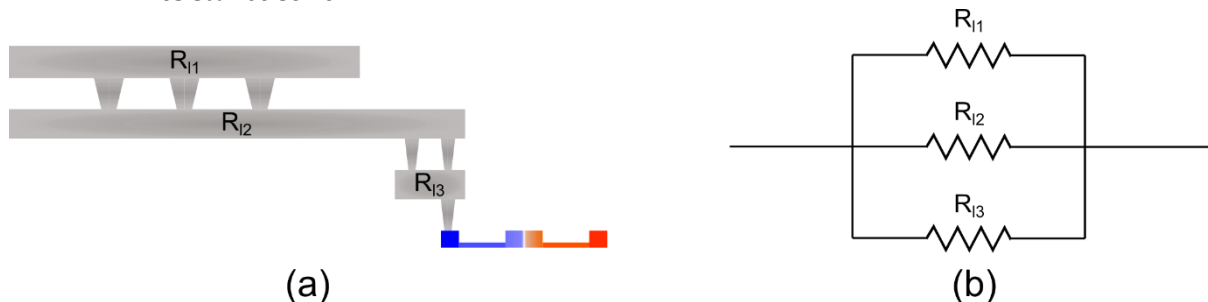


Figure 2.17 - (a) Représentation schématique d'une électrode. Elle est constituée de 3 couches métalliques de résistances linéiques R_{11} , R_{12} et R_{13} . (b) Les résistances linéiques des différentes couches sont considérées en parallèles pour calculer la résistance série (longitudinale).

La résistance série R correspond à la résistance des électrodes métalliques. Les électrodes sont constituées de plusieurs couches de différents métaux et de différentes épaisseurs, connectées entre elles par des vias (Fig. 2.17 (a)). Sur les modulateurs fabriqués par STMicroelectronics, on peut calculer R à partir des résistances superficielles (sheet resistance) typiques R_f (en Ω/\square) données par l'entreprise, définies pour les épaisseurs standards des couches correspondantes. La résistance linéique pour une couche de largeur W vaut :

$$R_l[\Omega/mm] = R_f[\Omega/\square] / W[mm] \quad (2.42)$$

Trois couches de métal sont présentes sur les modulateurs considérés. Le tableau 2-1 récapitule, pour un modulateur typique, la largeur des différentes couches métalliques, la résistance superficielle de chaque couche et la résistance linéique correspondante.

Couche	Largeur (mm)	R_f (Ω/\square)	R_l (Ω/mm)
ALU	10^{-2}	19×10^{-3}	1.9
MET2	1.3×10^{-2}	64×10^{-3}	4.92
MET1	2×10^{-3}	75×10^{-3}	37.5

Tableau 2-1 - Largeur, résistances superficielles typiques et résistances équivalentes des différentes couches métalliques pour un modulateur caractéristique.

La résistance équivalente d'un segment de longueur dx se calcule comme $R = R_l dx$ où la résistance linéique totale R_l vaut :

$$R_l = \frac{2}{\frac{1}{R_{l1}} + \frac{1}{R_{l2}} + \frac{1}{R_{l3}}} \quad (2.43)$$

Le facteur 2 tient compte des 2 électrodes. Pour le modulateur présenté dans le tableau 2-1, la résistance linéique totale vaut $R_l \approx 2.65 \Omega/mm$.



Figure 2.18 - (a) Vue en coupe d'une couche métallique parcourue par un courant alternatif longitudinal. À haute fréquence, le courant se concentre sur les parois du métal : c'est l'effet de peau. (b) Un modèle simplifié consiste à donner au courant une distribution uniforme sur l'épaisseur de peau δ .

Cette première approximation n'est cependant valable qu'en basse fréquence. À haute fréquence, la densité de courant est maximale au pourtour de la section, mais décroît exponentiellement depuis le pourtour vers l'intérieur du métal (Fig. 2.18 (a)). Il s'agit de l'effet de peau, qui se traduit par une augmentation de la résistance série avec la fréquence. L'épaisseur de peau est définie comme la profondeur relative à la surface, au bout de laquelle la densité de courant a été diminuée par un facteur $1/e$. Elle peut être calculée à partir de la résistivité ρ , de la perméabilité magnétique μ du métal et en fonction de la fréquence du courant ν :

$$\delta(\nu) = \sqrt{\frac{\rho}{\pi\mu\nu}} \quad (2.44)$$

La résistivité d'une couche de métal vaut $\rho = R_f \times h$, où h est l'épaisseur de la couche. On prend pour μ la perméabilité magnétique de l'aluminium : $\mu = 1.2567 \times 10^{-6} \text{ H/m}$. Pour simplifier, à chaque couche de métal, on approche la distribution de courant par une distribution uniforme sur l'épaisseur de peau au niveau du périmètre de la section, et nulle au-delà de l'épaisseur de peau (Fig. 2.18 (b)). L'effet de peau est ensuite pris en compte dans le calcul de résistance lorsque l'aire couverte par le courant est inférieure à l'aire totale de la section, c'est à dire lorsque $\delta(\nu)$ est inférieure à la demi-épaisseur de la couche. Dans la plage de fréquence d'utilisation des modulateurs (0 à 40 GHz), ce cas n'arrive que pour la couche n°1 (ALU), plus épaisse, pour une fréquence supérieure à 9.61 GHz. La résistance linéique de cette couche devient alors $R_{l1}(\nu) \approx \rho/A(\nu)$, où $A(\nu)$ est l'aire couverte par le courant. On peut enfin reprendre l'équation (2.43) pour connaître la résistance linéique totale, représentée sur la figure 2.19 en fonction de la fréquence.

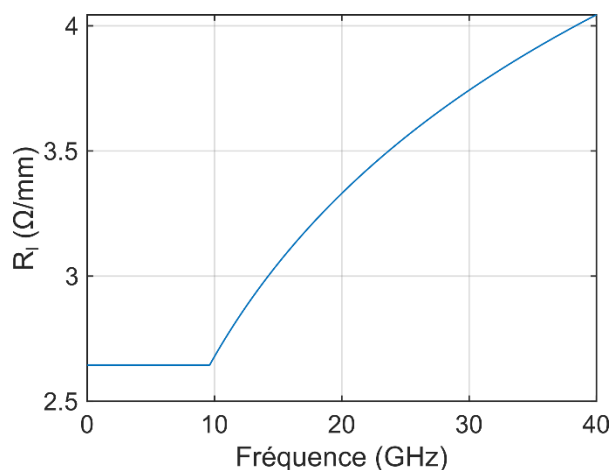


Figure 2.19 - Résistance série linéique, en fonction de la fréquence du courant, et en tenant compte de l'effet de peau.

2.3.2.2.2 Capacité liée au substrat et à l'air

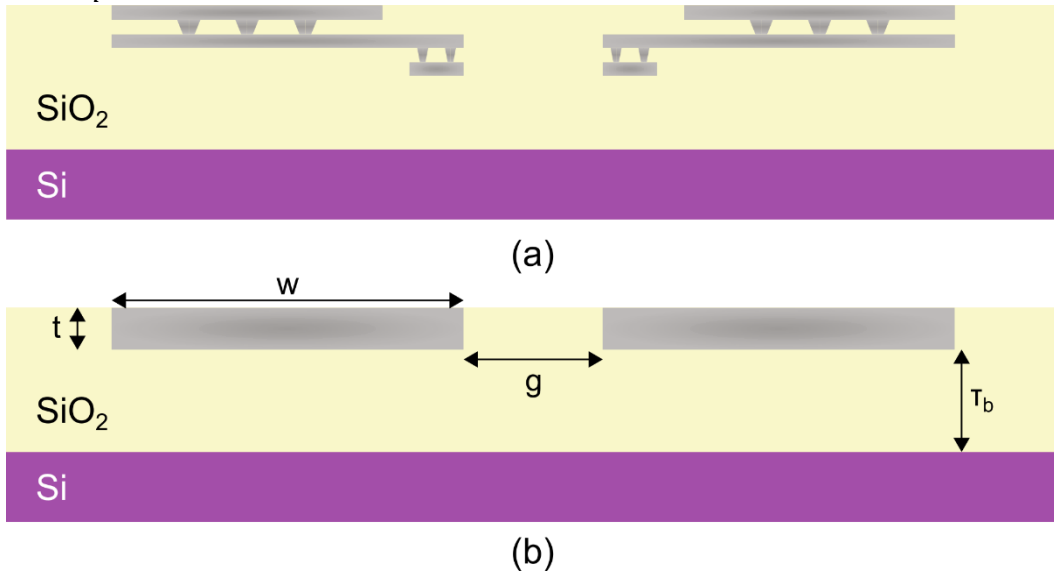


Figure 2.20 - (a) Aspect des électrodes réelles et du substrat, (b) modèle simplifié d'électrodes rectangulaires.

Il est difficile de connaître précisément la capacité de la ligne RF à vide (sans la diode), pour la géométrie multicouche particulière des électrodes (Fig. 2.20 (a)), sans logiciel approprié. Afin de l'estimer, le modèle proposé dans la référence [75] a été utilisé. Ce modèle permet de calculer la capacité entre deux électrodes de section rectangulaire, sur un substrat en LiNbO₃ contenant une couche intermédiaire de silice. Dans notre cas, la permittivité diélectrique du LiNbO₃ est remplacée par celle du silicium, et la section de chaque électrode est approchée par un rectangle, dont les dimensions ont été choisies pour tenter d'imiter l'électrode réelle (Fig. 2.20 (b)). La largeur w du rectangle correspond à la largeur totale de l'électrode réelle. L'épaisseur t du rectangle a été approchée par la somme des épaisseurs des 3 couches métalliques. Enfin l'espace g choisi entre les deux rectangles correspond à l'espace minimal entre les deux électrodes réelles, qui contribue pour l'essentiel de la capacité réelle.

Le modèle décrit en [75] propose de décomposer la capacité linéique en trois parties, une première partie correspondant à la capacité entre deux électrodes infiniment fines directement posée sur le substrat de silicium, une seconde partie C_t pour la capacité liée à l'épaisseur de l'électrode, et enfin une troisième partie C_b correspondant à la différence de capacité liée à la couche intermédiaire de silice entre le métal et le silicium. La capacité linéique totale vaut :

$$C_l = \varepsilon_0(1 + \varepsilon_{Si})K(x')/K(x) - C_b + C_t \quad (2.45)$$

Où ε_0 est la permittivité diélectrique du vide, ε_{Si} ($= 11.68$) la permittivité relative du substrat de silicium, $K(x)$ correspond à l'intégrale elliptique complète de première espèce [10] :

$$K(x) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\phi}{\sqrt{1 - x^2 \sin^2(\phi)}} \quad (2.46)$$

Appliquée à des variables définies par les dimensions de la structure : $x = 1/\sqrt{(1 + w/g)}$ et $x' = \sqrt{(1 - x^2)}$.

La capacité liée à l'épaisseur vaut :

$$C_t = \pi\varepsilon_0 \frac{a_1 - a_2 \ln(w/g) + a_3 \ln(a_4 + t/g)}{\ln\left(\frac{4g}{t}\right) + (t/g)^2/8} \quad (2.47)$$

Où $a_1 = 0.56677$, $a_2 = 0.03834$, $a_3 = 0.22411$ et $a_4 = 0.08893$ sont des constantes empiriques. Enfin, la différence de capacité liée à la couche intermédiaire de silice est :

$$C_b = b_1 \varepsilon_0 \varepsilon_{SiO_2} \ln(1 + b_2 x) \ln(b_2 + b_3 \tau_{SiO_2} / g) \quad (2.48)$$

Où ε_{SiO_2} ($= 3.9$) est la permittivité relative de la silice, τ_{SiO_2} est l'épaisseur de silice, et b_1 , b_2 et b_3 sont d'autres constantes empiriques.

Pour les électrodes considérées dans cette thèse, on a $w = 13 \mu m$, $t = 1.15 \mu m$, $g = 4 \mu m$ et $\tau_{SiO_2} = 0.718 \mu m$. La capacité linéique ainsi obtenue est $C_l \approx 0.19 pF/mm$.

2.3.2.2.3 Conductance du substrat

La conductance linéique du substrat G_l provient du faible courant dans le substrat de silicium sous l'application d'une tension entre les électrodes. Elle dépend de la conductivité σ_s ($= 1.2 \times 10^{-6} S/mm$) de ce substrat, on la définit comme [10] :

$$G_l = \sigma_s \frac{K(x')}{K(x)} \quad (2.49)$$

On obtient $G_l = 2.045 \times 10^{-6} S/mm$. Elle est très faible et son influence sur le comportement dynamique du modulateur est en réalité négligeable.

2.3.2.2.4 Résistance d'accès de la jonction PN

Entre les électrodes au niveau de la diode en silicium, les résistances d'accès R_p et R_n et peuvent être combinées en une seule résistance équivalente $R_{PN} = R_p + R_n$. Elle se calcule à partir des dimensions des différentes régions dopées, et de la résistivité de ces régions, fonction de leurs concentrations de dopants respectives. La résistivité d'une région dopée peut être obtenue d'après [76] (Fig. 2.21).

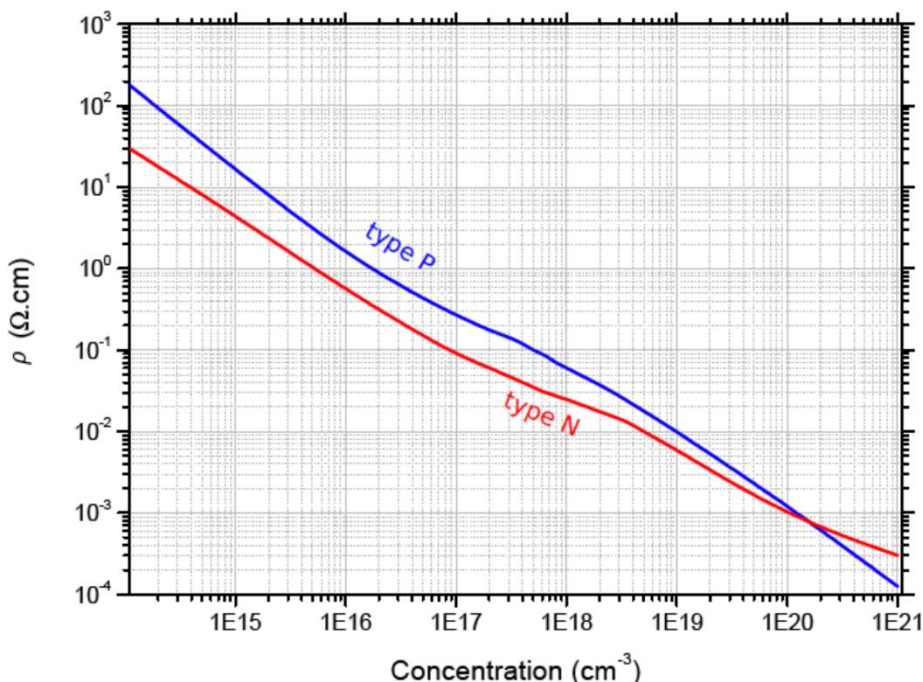


Figure 2.21 - Résistivité du silicium en fonction de la concentration de dopants de type P ou N [76]

Pour un parallélépipède en silicium dopé d'épaisseur e , de largeur l , et s'étendant sur une profondeur dx , la résistance électrique R au courant qui se propage sur la largeur s'exprime, en fonction de la résistivité ρ :

$$R = \rho \frac{l}{e \times dx} \quad (2.50)$$

Ainsi, dans l'élément dx de notre chaîne de transmission, à chaque région « i » dopée, de section $l_i \times e_i$, et de résistivité ρ_i , on peut associer une résistance $R_i = r_i/dx$, où $r_i = \rho_i l_i/e_i$ [$\Omega \times m$].

La résistance d'accès constituée par toutes les régions dopées est $R_{PN} = r_{PN}/dx$ où $r_{PN} = \sum_i r_i$. Pour le modulateur considéré, on trouve au total $r_{PN} = 8.088 \Omega \times mm$.

2.3.2.2.5 Capacité de la jonction PN

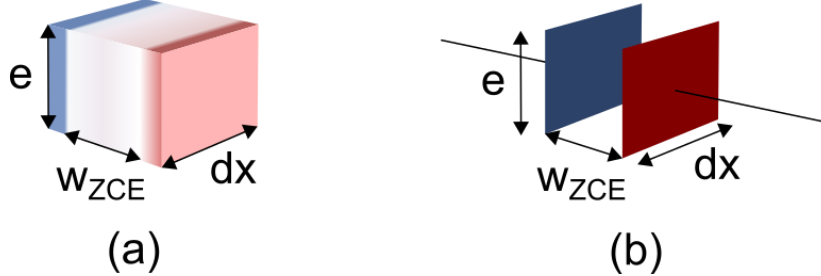


Figure 2.22 - (a) Élément dx du guide d'onde contenant la jonction PN. (b) Condensateur équivalent formé par deux plaques métalliques.

La jonction PN est équivalente à une capacité, du fait de la présence des porteurs libres de part et d'autre de la zone de charge d'espace (Fig. 2.22 (a)). On peut alors estimer la capacité d'un élément dx de la jonction, comme pour un condensateur classique (Fig. 2.22 (b)) :

$$C_{PN} = \varepsilon \frac{(e \times dx)}{w_{zce}} \quad (2.51)$$

Avec $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_{Si}$ la permittivité diélectrique du silicium, e la hauteur du guide d'onde, et w_{zce} la largeur de zone de charge d'espace.

La largeur de la zone de charge d'espace dépend de la tension inverse V appliquée sur la diode. Elle peut être calculée comme [10] :

$$w_{zce}(V) = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (V_b - V)} \quad (2.52)$$

Où N_A et N_D sont les concentrations d'atomes implantés, respectivement accepteurs et donneurs d'électrons, q la charge élémentaire, et V_b le potentiel électrique de diffusion de la jonction à l'équilibre thermodynamique :

$$V_b = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \quad (2.53)$$

Où k est la constante de Boltzmann, T la température (on prendra 300 K), et $n_i \approx 10^{10} cm^{-3}$ la concentration de porteurs libres dans le silicium non dopé à 300 K. Par une méthode analogue à celle décrite dans la partie 2.3.1.2, on estime des concentrations de $N_A = 4.5 \times 10^{17} cm^{-3}$ et $N_D = 5.3 \times 10^{17} cm^{-3}$ sur le lot considéré. La capacité linéique C_{PN}/dx obtenue est représentée sur la figure 2.23, en fonction de la tension appliquée.

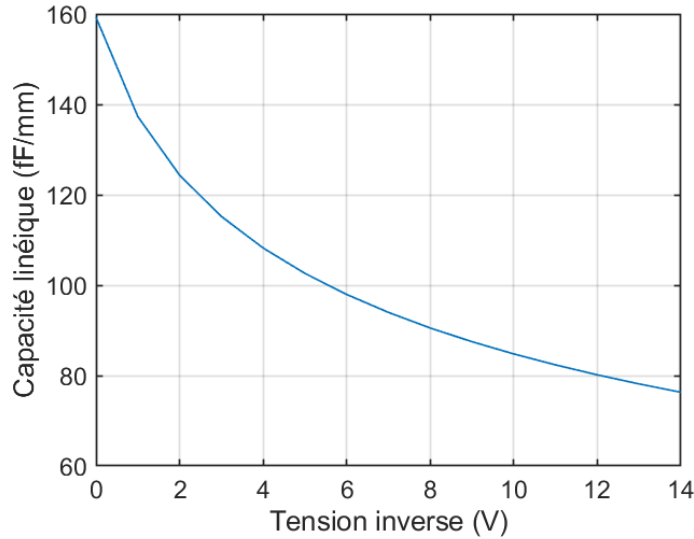


Figure 2.23 - Capacité linéique de la jonction PN en fonction de la tension inverse appliquée sur la jonction.

Comme la capacité dépend de la tension inverse V , elle est elle-même modulée lors de l'application d'un signal. Pour ne pas complexifier notre modèle dynamique, la capacité ne sera prise que pour une composante continue de polarisation de 7 V, et on négligera la variation due à la composante alternative du signal modulant. À 7 V, on trouve $C_{PN}/dx \approx 94 \text{ fF/mm}$.

2.3.2.2.6 Inductance série

L'inductance série est évaluée expérimentalement, en mesurant l'indice effectif $n_{RF}(\omega)$ et l'atténuation $\alpha_{RF}(\omega) [\text{m}^{-1}]$ du mode électromagnétique RF. Pour mesurer ces deux quantités, deux modulateurs de phase à ondes progressives d'une longueur différente ($L_1 = 4.4 \text{ mm}$ et $L_2 = 5 \text{ mm}$) ont été employés. Un analyseur de réseau calibré permet de mesurer la phase et l'amplitude de l'onde électrique transmise par chaque modulateur en fonction de la fréquence du signal. Soit $\phi_1(\omega)$ la phase accumulée par l'onde après la traversée du premier modulateur et $\phi_2(\omega)$ celle accumulée après la traversée du second. On a alors :

$$n_{RF}(\omega) = \frac{c}{\omega} \frac{\phi_2(\omega) - \phi_1(\omega)}{L_2 - L_1} \quad (2.54)$$

Pour une transmission d'amplitude $T_1(\omega) = \exp(-\alpha_{RF}(\omega)L_1)$ du premier modulateur et $T_2(\omega) = \exp(-\alpha_{RF}(\omega)L_2)$ du second modulateur, le coefficient d'atténuation vaut :

$$\alpha_{RF}(\omega) = -\frac{\ln(T_2(\omega)) - \ln(T_1(\omega))}{L_2 - L_1} \quad (2.55)$$

On peut alors comparer ces mesures avec l'atténuation et l'indice effectif prédits par la théorie, d'après les éléments localisés calculés précédemment (R, C, G, R_{PN}, C_{PN}) et l'inductance série recherchée L . Les éléments séries peuvent être rassemblés en une impédance série $Z(\omega)$, et les éléments parallèles en une admittance parallèle $Y(\omega)$. Avec :

$$Z(\omega) = R(\omega) + iL\omega \quad (2.56)$$

$$Y(\omega) = G + iC\omega + \frac{iC_{PN}\omega}{1 + iR_{PN}C_{PN}\omega} \quad (2.57)$$

On peut alors reprendre l'équation (2.40) pour obtenir la constante de propagation $\Gamma(\omega)$ du mode RF. En posant $\Gamma(\omega) = \alpha_{RF}(\omega) + i\frac{\omega}{c}n_{RF}(\omega)$, on isole enfin :

$$\alpha_{RF}(\omega) = Re\{\Gamma(\omega)\} \quad (2.58)$$

$$n_{RF}(\omega) = \frac{c}{\omega} Im\{\Gamma(\omega)\} \quad (2.59)$$

L'indice effectif et l'atténuation du mode RF ont été mesurés pour une tension inverse de polarisation de la diode allant de 0 à 14V, puis calculés numériquement en tenant compte de la variation de capacité C_{PN} suivant la tension de polarisation. Pour une inductance linéique de $L_l = 0.29 \text{ nH/mm}$, une bonne correspondance est obtenue entre la mesure expérimentale et le modèle théorique, à la fois pour l'atténuation et pour l'indice effectif (Fig. 2.24), c'est donc cette valeur qui sera conservée pour le modèle général. On remarque cependant la présence d'oscillations dans les courbes issues des mesures. Une hypothèse est que ces oscillations sont dues aux désadaptations d'impédance (non prises en compte dans la simulation associée) dont l'effet diffère pour les deux modulateurs suivant la fréquence.

Les caractéristiques de la ligne de transmission sont à présent modélisées à partir des valeurs de chacun de ses éléments constitutifs. Dans la suite de cette section, ces caractéristiques seront utilisées pour implémenter les différents effets électro-optiques dynamiques affectant le signal électrique appliqué.

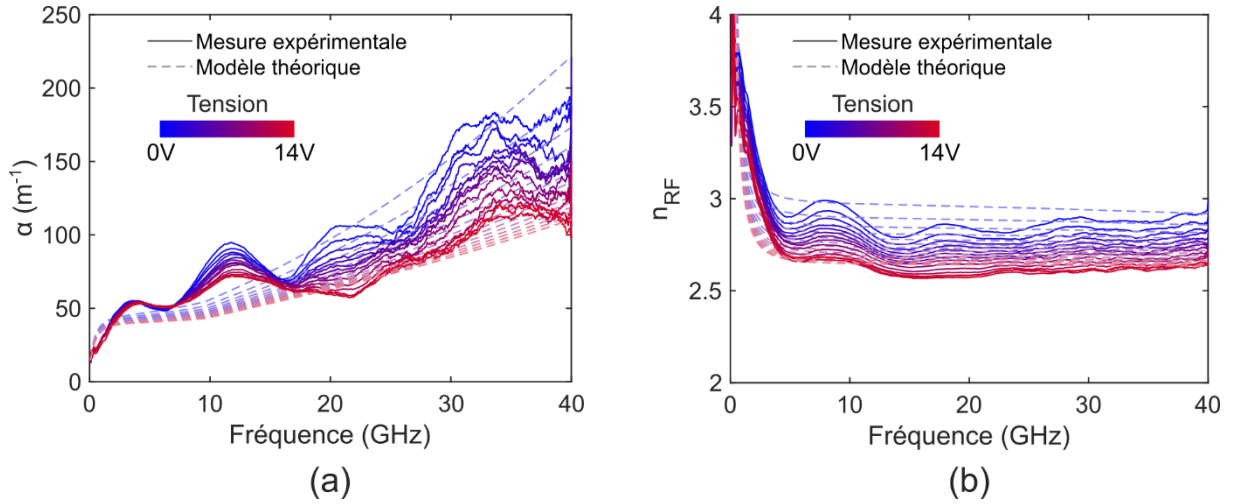


Figure 2.24 - Coefficient d'atténuation (a) et indice effectif (b) du mode électrique, théoriques (pointillé) et expérimentaux (traits pleins), pour une tension inverse de polarisation allant de 0 V (bleu) à 14 V (rouge), et pour une inductance série linéique de 0.29 nH/mm.

2.3.2.3 Désaccord des vitesses de propagation électriques et optiques

L'un des principaux effets dynamiques tient dans la différence entre la vitesse de propagation de l'onde optique et celle de l'onde électrique [10,77,78]. Plus exactement, pour qu'un paquet d'onde optique bénéficie au mieux d'une tension appliquée sur toute la longueur du modulateur, il faut que dans cette distance qu'il parcourt, ou dans la durée de son parcours, cette tension varie le moins possible. Pour des modulateurs en éléments localisés comme la plupart des modulateurs en anneau ou des modulateurs capacitifs, le signal RF ne se co-propage pas avec l'onde optique, (la vitesse du signal RF est nulle), et un paquet d'onde optique expérimente une variation de tension au cours de sa propagation [62], cette variation est généralement faible du fait de la courte longueur des modulateurs en question. Sur des modulateurs plus longs comme les modulateurs à déplétion de porteurs, les électrodes à ondes progressives permettent de réduire la différence de vitesse, mais il est difficile d'annuler complètement cette dernière. Il reste cependant possible de calculer l'effet de la différence résiduelle. Le but de la manœuvre est de convertir la tension réellement appliquée $V(t)$ en une tension effective $V_{\Delta n}(t)$ qui produirait un effet électro-optique équivalent si le désaccord de vitesse était nul. La fig. 2.25 (b) montre l'exemple d'un paquet d'onde optique se co-propageant avec une onde électrique dans un modulateur de phase de longueur L . Entre le début et la fin de son parcours,

la tension à l'instant central du paquet d'onde a varié. Une tension effective $V_{\Delta n}(t)$ peut être obtenue en moyennant cette tension à l'instant central sur toute la durée du parcours (Fig. 2.25 (c)).

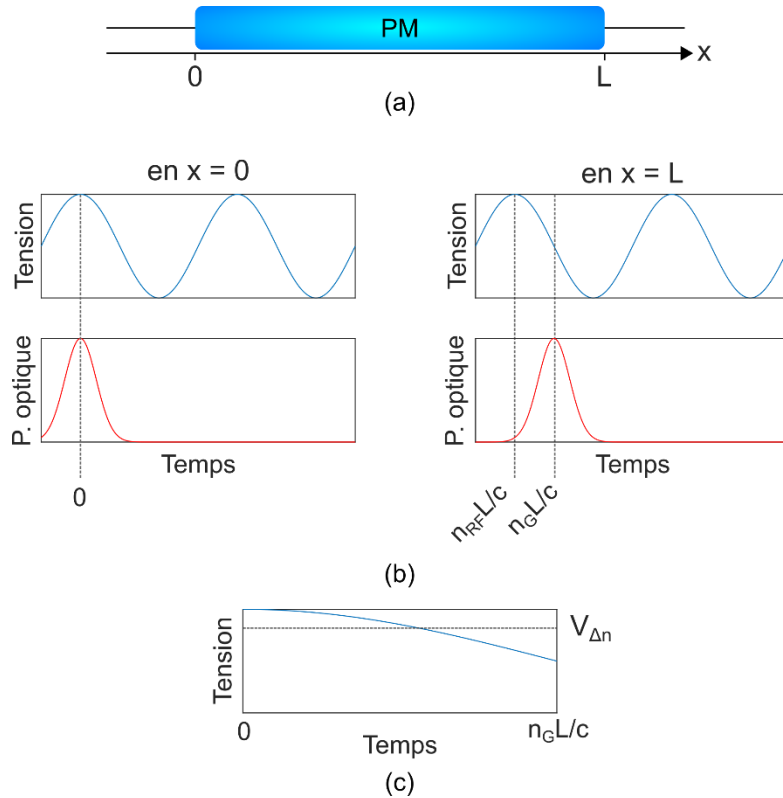


Figure 2.25 - (a) Un modulateur de phase allant de 0 à L suivant un axe x . (b) Un paquet d'onde optique (rouge) se co-propageant avec une onde électrique (bleu) le long du modulateur de phase ne voit pas la même tension en $x=0$ et en $x=L$ à cause de la différence de vitesses de propagation. (c) La tension au niveau du point central du paquet d'onde au cours de sa propagation (bleu) peut être moyennée sur la durée du trajet pour obtenir une tension effective $V_{\Delta n}$ (pointillés). (n_G : indice de groupe optique)

Soit $V(x, t)$ la tension en fonction du temps (t) et de la position sur l'axe du modulateur (x). Un paquet d'onde dont le point central entre dans le modulateur à l'instant t passera au point x à l'instant $t + xn_G/c$, où n_G est l'indice de groupe optique. Lorsque le paquet d'onde est au point x , la tension en son centre est donc $V(x, t + xn_G/c)$. On peut alors calculer la tension effective $V_{\Delta n}(t)$ en sortie, en moyennant cette tension sur l'espace que parcourt le paquet d'onde, c'est à dire pour x allant de 0 à L :

$$V_{\Delta n}(t) = \frac{1}{L} \int_0^L V\left(x, t + \frac{xn_G}{c}\right) dx \quad (2.60)$$

Un raisonnement équivalent peut être mené dans le domaine temporel [62]. Un paquet d'onde entrant dans le modulateur à l'instant t se trouvera à un instant ultérieur ($t + t'$) en (ct'/n_G) . La tension à cet instant et à cet endroit vaut $V(ct'/n_G, t + t')$. Ainsi la tension effective peut s'obtenir en moyennant cette expression sur le temps de traversée du modulateur par le paquet d'onde, c'est-à-dire pour t' allant de 0 à $n_G L/c$:

$$V_{\Delta n}(t) = \frac{c}{n_G L} \int_0^{n_G L/c} V\left(\frac{ct'}{n_G}, t + t'\right) dt' \quad (2.61)$$

Pour un signal décrit par une fonction quelconque, on peut recourir à une intégration numérique, la tension effective à chaque instant t est donc obtenue par une intégrale sur une durée $n_G L/c$, ou bien sur la distance L .

Si la solution de l'intégrale s'exprime sous forme analytique, à chaque instant la tension effective peut s'obtenir par un simple calcul. Dans les algorithmes qui évaluent $V_{\Delta n}(t)$ de façon récurrente, cela représente un gain de temps considérable. Une tension sinusoïdale de pulsation ω , qui se propage le long du modulateur peut être décrite par :

$$V(x, t) = A \exp(-\alpha_{RF}x) \sin\left(\omega\left(t - \frac{n_{RF}}{c}x\right)\right) \quad (2.62)$$

Où A est l'amplitude de la tension en entrée du modulateur et α_{RF} et n_{RF} le coefficient d'atténuation et l'indice effectif du mode RF introduits précédemment.

En reprenant l'équation (2.60), on a :

$$V_{\Delta n}(t) = \frac{A}{L} \int_0^L \exp(-\alpha_{RF}x) \sin\left(\omega\left(t + \frac{\Delta n}{c}x\right)\right) dx \quad (2.63)$$

Où $\Delta n = n_G - n_{RF}$ est la différence entre l'indice effectif RF et l'indice de groupe optique. Une solution analytique de l'intégrale peut être calculée puis implémentée :

$$V_{\Delta n}(t) = \frac{A}{L} \frac{1}{\alpha_{RF}^2 + \left(\frac{\Delta n \omega}{c}\right)^2} \left\{ -\alpha_{RF} \left[\exp(-\alpha_{RF}L) \sin\left(\omega\left(t - \frac{\Delta n L}{c}\right)\right) - \sin(\omega t) \right] + \frac{\Delta n \omega}{c} \left[\exp(-\alpha_{RF}L) \cos\left(\omega\left(t - \frac{\Delta n L}{c}\right)\right) - \cos(\omega t) \right] \right\} \quad (2.64)$$

En toute rigueur, sur des modulateurs non-linéaires, le raisonnement devrait être mené sur la variation d'indice optique et non sur la tension directement. Mener le raisonnement sur la tension avant de convertir celle-ci en variation d'indice est en fait approximatif. Mais on constate ici l'avantage de cette méthode : la résolution numérique de l'intégrale aurait été impérative avec la variation d'indice, car cette dernière ne s'exprime pas de façon analytique.

Dans la prochaine section, on considérera des réflexions du signal qui se propagent dans le sens opposé à la lumière (on peut parler de contra-propagation). Un signal réfléchi peut-être représenté par l'expression (2.62) en remplaçant α_{RF} par $-\alpha_{RF}$, et n_{RF} par $-n_{RF}$. La même opération se répercute sur les expressions suivantes.

2.3.2.4 Désadaptation d'impédance

L'impédance des sources et des terminaisons RF utilisées dans l'essentiel des systèmes est $Z_0 = 50 \Omega$, et ne correspond pas à l'impédance caractéristique du modulateur. Cette désadaptation est la cause de réflexions partielles du signal à la sortie et à l'entrée du composant qui peuvent dégrader la qualité de la modulation. L'impédance caractéristique $Z_C(\omega)$ du modulateur peut être calculée à partir de l'impédance série $Z(\omega)$ (éq. (2.56)) et de l'admittance parallèle $Y(\omega)$ (éq. (2.57)) avec l'équation (2.41). À l'interface de sortie du composant, on peut définir un coefficient de réflexion complexe :

$$\rho_{RF}(\omega) = \frac{Z_0 - Z_C(\omega)}{Z_0 + Z_C(\omega)} \quad (2.65)$$

À l'entrée du modulateur, un coefficient de transmission est également considéré (sa phase ne présente pas d'intérêt et est négligée) :

$$\sigma_{RF}(\omega) = \sqrt{1 - |\rho_{RF}(\omega)|^2} \quad (2.66)$$

Soit une tension sinusoïdale transmise en entrée du modulateur à l'instant $(t - 2mn_G L/c)$ où m est entier. Après s'être réfléchi m fois en sortie et m fois en entrée, elle se propage dans le même sens que la lumière et vaut :

$$\overline{V_{2m}}(t) = \sigma_{RF}(\omega)\rho_{RF}(\omega)^{2m}\exp(-2m\alpha L)\overline{V_{\Delta n}}\left(t - \frac{2mn_G L}{c}\right) \quad (2.67)$$

Où $\overline{V_{\Delta n}}()$ est $V_{\Delta n}()$ exprimée sous forme complexe, car ici $\rho_{RF}(\omega)$ est complexe.

Une tension sinusoïdale transmise en entrée du modulateur à l'instant $(t - (2m + 1)n_G L/c)$, s'étant réfléchi $m + 1$ fois en sortie et m fois en entrée, se propage dans le sens opposé à la lumière. Elle peut s'exprimer comme :

$$\overline{V_{2m+1}}(t) = \sigma_{RF}(\omega)\rho_{RF}(\omega)^{(2m+1)}\exp(-(2m+1)\alpha L)\overline{V_{\Delta n}'}\left(t - \frac{(2m+1)n_G L}{c}\right) \quad (2.68)$$

Où $\overline{V_{\Delta n}'}$ est la version modifiée de $V_{\Delta n}()$ pour la contra-propagation.

En vertu du principe de superposition, la tension globale est la somme de toutes les tensions en co- et en contra-propagation avec la lumière :

$$V_{sum}(t) = Re\left\{\sum_{m=0}^{\infty}\overline{V_m}(t)\right\} \quad (2.69)$$

Plus l'adaptation est bonne, plus $|\rho_{RF}(\omega)|$ se rapproche de 0 et les termes pour $m > 1$ deviennent rapidement négligeables. Pour le modulateur pris en exemple dans cette section, l'impédance caractéristique et le coefficient de réflexion sont représentés sur la figure 2.26. En pratique, les seuls 20 premiers termes seront pris en compte dans le modèle.

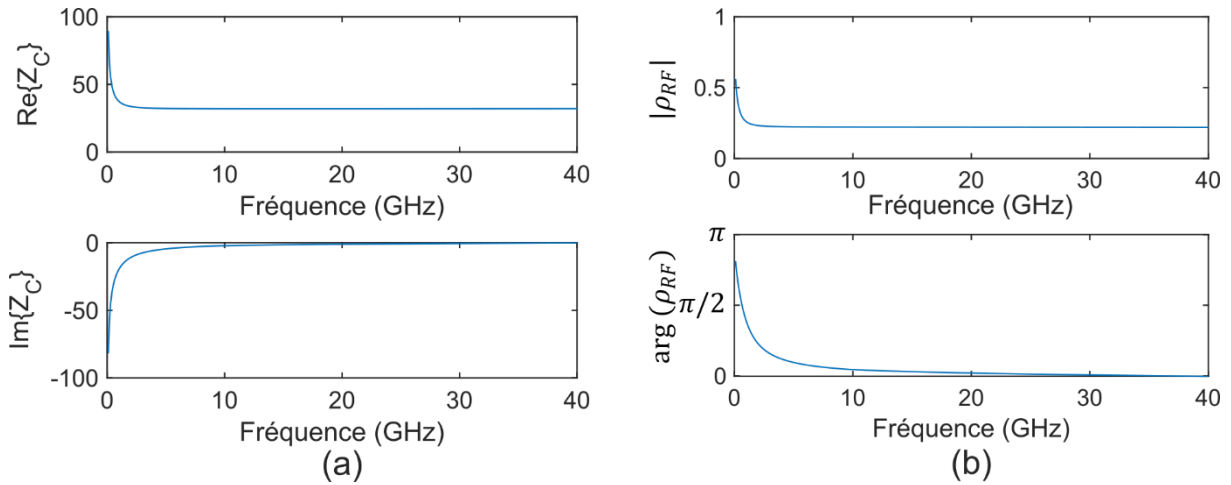


Figure 2.26 - (a) Partie réelle et imaginaire de l'impédance Z_C en fonction de la fréquence. (b) Module et argument du coefficient de réflexion ρ_{RF} en fonction de la fréquence.

2.3.2.5 Filtrage RC

La tension $V_{sum}(t)$ s'établit aux bornes de la branche constituée des résistances R_N , R_P et de la capacité C_{PN} sur la Fig. (2.13). La tension aux bornes de la capacité est :

$$\widetilde{V_{eff}}(\omega) = \frac{1}{1 + iR_{PN}C_{PN}\omega}\widetilde{V_{sum}}(\omega) \quad (2.70)$$

Avec $\widetilde{V_{eff}}(\omega)$ et $\widetilde{V_{sum}}(\omega)$ les transformées de Fourier respectives de $V_{eff}(t)$ et $V_{sum}(t)$.

À une fréquence ν donnée, en négligeant la phase :

$$V_{eff}(t) = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\nu}{\nu_C}\right)^2}} V_{sum}(t) \quad (2.71)$$

Où $\nu_C = 1/(2\pi R_{PN} C_{PN})$ est la fréquence de coupure du filtre.

2.3.3 Validation expérimentale

Tous les effets dynamiques présentés sont implémentés numériquement sous Matlab. Afin de valider expérimentalement cette implémentation, la fonction de transfert d'un MZM contenant le modulateur de phase de 4.4 mm considéré pour ce modèle a été mesurée expérimentalement. Le petit signal délivré par l'analyseur de composant Agilent N5227A est envoyé sur l'un des bras du modulateur placé en quadrature. Le signal modulé est ensuite photo-détecté par l'analyseur. La fonction de transfert mesurée est représentée sur la figure 2.27 (a) et la fonction de transfert simulée à partir du modèle numérique est représentée en bleu, montrant un bon accord entre le modèle et l'expérience.

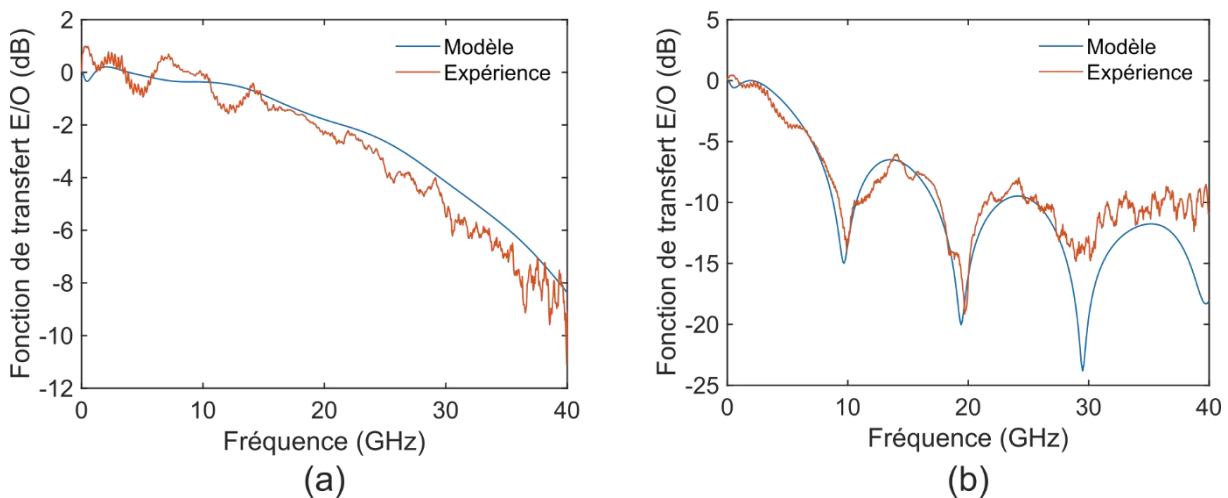


Figure 2.27 - Fonction de transfert électro-optique simulée à partir du modèle (bleu) et mesurée expérimentalement (rouge) lorsque (a) le signal électrique se propage dans le même sens que la lumière et (b) la lumière et le signal électrique se propagent en sens opposé.

Enfin, afin de confirmer que le modèle proposé décrit correctement la dynamique du modulateur, il est intéressant de mesurer la fonction de transfert dans le cas où l'onde électrique et l'onde optique se propagent en sens opposé : il s'agit de la courbe rouge sur la figure 2.27 (b). On peut voir que dans ce cas particulier, la modulation à certaines fréquences atteint un minimum local. À ces fréquences, l'onde optique expérimente un nombre entier de cycle de modulation au cours de sa propagation (autrement dit la durée de propagation optique est un multiple de la période RF), si bien que les parties positive et négative de chaque cycle de modulation se compensent et la tension moyenne $V_{\Delta n}(t)$ s'annule. Du fait de l'atténuation et des réflexions de l'onde électrique, la modulation ne s'annule pas parfaitement en pratique, elle atteint des minima locaux. Les fréquences ν de ces différents minima satisfont la condition $\nu(n_G + n_{RF})L/c = m$ où m est un entier, et permettent donc de vérifier avec une bonne précision la valeur de la somme des indices électriques et optiques. Le modèle, représenté en bleu, est en accord avec la mesure expérimentale à la fois sur la position des minima (qui rend compte de la somme des indices) et sur la puissance à ces fréquences (qui dépend de l'atténuation et des réflexions), au moins pour les deux premiers minima et confirme la validité du modèle dynamique. La courbe expérimentale est ici normalisée, en réalité pour des fréquences supérieures à 27 GHz le bruit de l'analyseur devient dominant sur la mesure ce qui explique la déviation entre l'expérience et la simulation.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, les fondamentaux et facteurs de mérites de la modulation électro-optique ont été introduits, à travers l'exemple d'un modulateur de phase, d'une structure interférométrique de Mach-Zehnder, et d'une structure résonante (un anneau). Les modulateurs de phase en silicium reposent sur l'effet FCPD, et peuvent être réalisés par différents types de jonction entre une région dopée P et une région dopée N dans un guide d'onde. Ces aspects ont fait l'objet d'une seconde section. Dans le cadre de cette thèse, les composants caractérisés et conçus reposent sur des modulateurs à déplétion de porteurs dans une jonction PN, et à ondes progressives. Pour simuler le comportement de ces derniers, un modèle numérique a été détaillé dans une troisième section. Le modèle, décomposé en une partie statique et une partie dynamique, repose sur des mesures expérimentales faites sur des modulateurs réels, et sera utilisé dans la suite des travaux présentés.

Chapitre 3 : Les modulateurs silicium pour les télécommunications numériques

La fonction principale des modulateurs électro-optiques est de transférer des données numériques (sous forme binaire) du domaine électrique au domaine optique. Surplombant drastiquement les capacités des canaux électriques radiofréquences, les transmissions optiques ont initialement remplacé les communications électriques très longues distances. Peu à peu, sous la pression d'une demande de débit croissante, les fibres optiques se sont substituées aux câbles métalliques à des échelles de distance de plus en plus courtes. L'essentiel des données numériques échangées sur internet transitent à travers des nœuds importants que sont les centres de données (ou datacenters), constituant d'immenses réseaux d'aiguillage de l'information. Le débit et les distances au sein des datacenters et entre différents datacenters nécessitent l'utilisation de transmissions optiques. L'avantage de telles transmissions tient également dans leur consommation énergétique réduite, leur faible dissipation de chaleur et leur flexibilité mécanique [57,79]. La densité d'interconnexion au niveau des baies électroniques est alors telle que la taille des convertisseurs électro-optiques requise est de l'ordre du centimètre carré, faisant du silicium une plateforme de choix pour ce type de composants intégrés. Afin d'optimiser l'efficacité spectrale des liens optiques, des formats de communication avancés peuvent être employés, c'est déjà le cas sur les communications à longues distances, et cette tendance s'étend aux liens de courtes et moyennes portées intra- ou inter-datacenters (< 10 km).

Dans ce chapitre, les principaux formats de modulations optiques sont présentés. Un état de l'art est dressé pour la génération du format PAM-4 par des modulateurs silicium. Enfin, le travail que j'ai mené à propos de la génération de PAM-4 par un DD-MZM en bande O et sans convertisseur numérique-analogique est détaillée. En particulier j'ai analysé l'influence des propriétés des modulateurs optiques silicium sur l'optimisation du fonctionnement de ces composants, et notamment (i) le fait que la variation de phase ne varie pas strictement linéairement avec la tension appliquée, (ii) l'influence de la variation d'amplitude due à la modulation d'absorption induite dans les guides dopés. Les résultats théoriques et expérimentaux sont reportés. J'ai ainsi obtenu la génération d'un signal PAM-4 à 20 Gbit/s, avec un taux d'erreur binaire atteignant 10^{-5} , et une pénalité de seulement 2 dB par rapport à un modulateur commercial en LiNbO_3 .

3.1 Formats de modulations

3.1.1 Format OOK

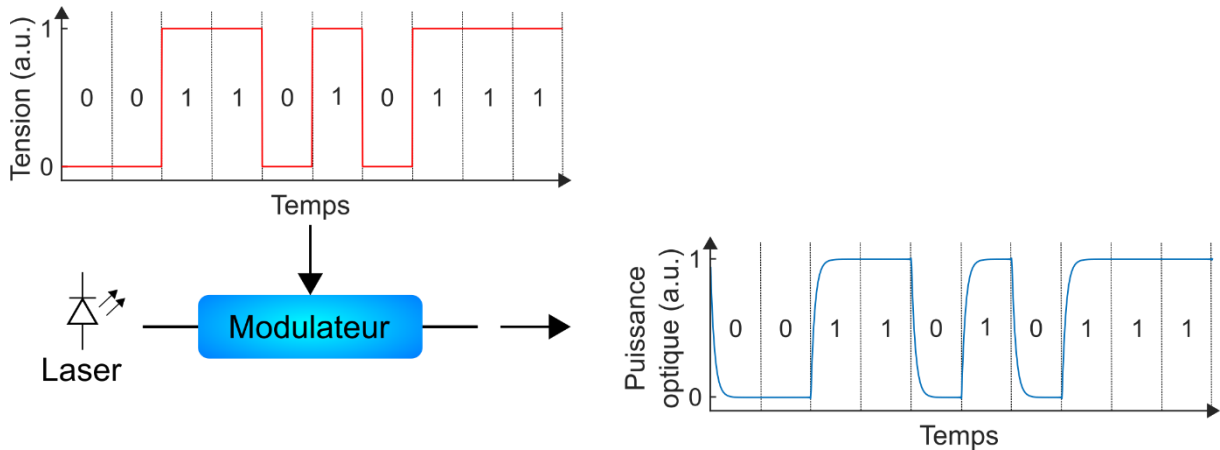


Figure 3.1 - Exemple d'un signal binaire électrique, converti dans le domaine optique par un modulateur, dans le format de modulation OOK (on-off keying).

Le premier format de modulation historiquement employé est le format NRZ OOK (non-return-to-zero on-off keying), qui consiste à encoder un signal binaire sur l'intensité lumineuse transmise d'une porteuse optique au cours du temps (figure 3.1). Un modulateur électro-optique devient passant sous la commande d'un « 1 » logique sous forme de tension électrique. Ce « 1 » correspond donc à une puissance optique élevée, transmise sur la durée d'un bit d'information. Lorsqu'un « 0 » logique est appliqué sur le modulateur, ce dernier bloque ou réduit la puissance de la lumière transmise, et cette absence ou réduction de puissance lumineuse représente l'information logique « 0 » dans le domaine optique. Le débit de la communication est alors donné comme l'inverse de la durée d'un bit, c'est-à-dire le nombre de bits émis par unité de temps. Au niveau récepteur, l'intensité optique est détectée (convertie en une tension ou un courant électrique), puis ce signal est échantillonné à la fréquence correspondant au débit. La valeur de chaque échantillon est enfin comparée à un seuil, afin de discriminer les « 1 » des « 0 », et l'information binaire est ainsi restituée électriquement.

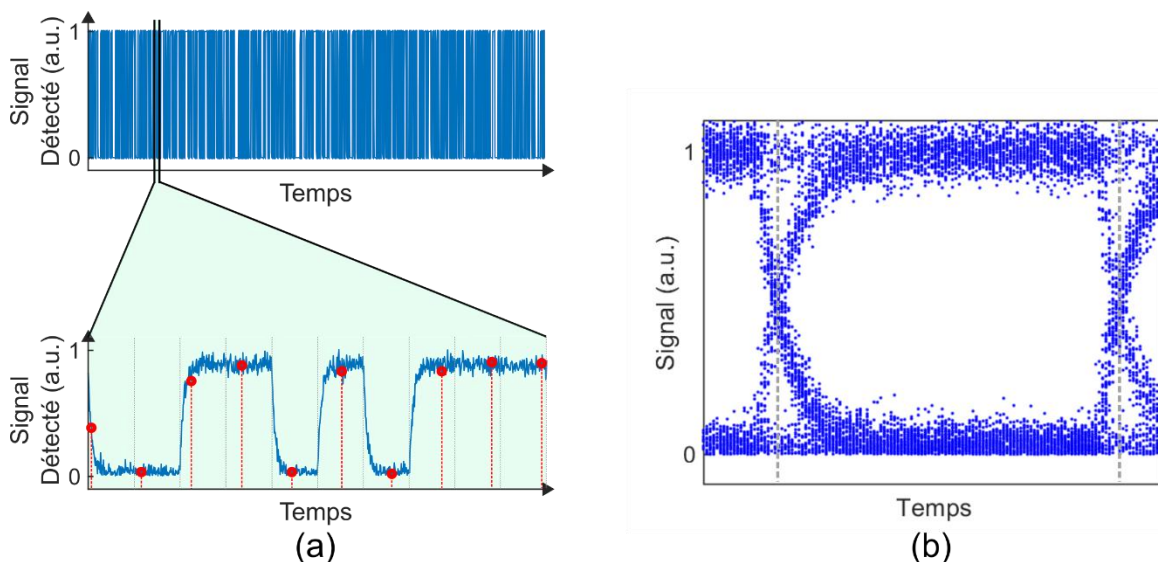


Figure 3.2 – Principe du diagramme de l'œil (reconstitution). Un signal binaire pseudo-aléatoire répété est sous-échantillonné (en rouge) sur une longue période, par un oscilloscope à échantillonnage (a). Tous les échantillons sont ensuite superposés sur une même figure d'une durée d'un bit (b). Le diagramme formé par les différentes transitions temporelles du signal peut rappeler la forme d'un œil.

Dans un système réel, les dégradations du signal limitent généralement le produit (débit × distance) de transmission, en raison de la présence de bruit, des temps de réponses des composants, de l'atténuation du signal, d'interférences et d'effets optiques comme la dispersion et les non-linéarités. Pour évaluer qualitativement la communication, un outil couramment utilisé est le diagramme de l'œil. Sur un signal binaire aléatoire ou pseudo-aléatoire photo-déecté, contenant un grand nombre de bits, un oscilloscope à échantillonnage collecte une quantité importante d'échantillons (Fig. 3.2 (a)). Les séquences pseudo-aléatoires se répétant à l'identique au cours du temps, elles peuvent être sous-échantillonnées sur une longue durée (par effet stroboscopique). Tous les échantillons sont rassemblés sur une figure unique d'une durée d'un bit (ou de quelques bits), et leur position temporelle relative au bit est préservée. Plusieurs transitions de 0 à 1 et de 1 à 0 s'en trouvent superposées. La figure obtenue est appelée diagramme de l'œil en raison de sa ressemblance à un œil plus ou moins ouvert, un exemple simulé est donné sur la Fig. 3.2 (b). L'ouverture de l'œil est un gage de qualité, verticalement, elle traduit la bonne distinction entre les 1 et les 0, horizontalement, elle témoigne de la bonne distinction temporelle des bits. Un bruit trop important par rapport au signal, ou bien des transitions trop lentes ou désynchronisées au cours du temps, conduisent à une fermeture de l'œil. Dans une transmission, certains échantillons censés encoder un 1 peuvent alors être interprétés comme un 0, ou inversement, et constituent des erreurs binaires.

Pour une appréciation plus quantitative de la qualité du lien optique, le taux d'extinction peut être mesuré, tel qu'il est défini dans l'équation (2.15), où P_{max} correspond alors à la puissance moyenne d'un « 1 » et P_{min} à la puissance moyenne d'un « 0 ». Ce facteur de mérite est souvent retenu préférentiellement à l'OMA : la présence d'amplification et d'atténuation dans la chaîne affecte l'OMA mais pas le taux d'extinction. Le rapport signal à bruit ou SNR (signal-to-noise ratio) est défini comme la puissance du signal numérique sur la puissance du bruit. Une mesure de taux d'erreur binaire ou BER (bit error rate) peut être faite, il s'agit du ratio du nombre d'erreurs binaires par nombre de bit transmis. Plus le ratio est faible, plus la transmission est de bonne qualité. Pour une distance de propagation du signal optique donnée, si la puissance du signal diminue, le SNR se dégrade, et le taux d'erreur augmente. Le BER est donc généralement évalué à une distance de transmission donnée, pour différentes puissances optiques moyennes reçues.

Les produits (débit × distance) atteignables dans les télécommunications optiques fibrées sont généralement limitées par deux effets optiques : l'atténuation et la dispersion. L'atténuation de la fibre optique limite la puissance optique minimale à l'émission, afin que le SNR ne pénalise pas la transmission. La dispersion quant-à-elle limite le débit maximal de la transmission. En effet, dans une fibre de coefficient de dispersion D (en ps/nm/km), une impulsion gaussienne entrante de durée τ (ps) et de largeur spectrale $\Delta\lambda$ (nm), couvre, après L km de propagation, une durée $\tau' = \sqrt{\tau^2 + \Delta\tau^2}$, où $\Delta\tau = D\Delta\lambda L$. Pour une distance de transmission donnée, cet élargissement temporel limite la durée minimale d'un bit émis (c'est-à-dire le débit maximal) afin que les bits consécutifs demeurent distincts temporellement. En outre, certains modulateurs comme les modulateurs en anneau ou les MZM en silicium peuvent introduire une modulation de phase indésirable en plus de la modulation d'amplitude. Un tel chirp, combiné à la dispersion, peut limiter davantage le produit (débit × distance) des transmissions optiques [80,81]. Pour ces différentes raisons, les communications fibrées s'effectuent préférentiellement dans deux régions spectrales : la bande C (1530-1565 nm) et la bande O (1260-1360 nm). Ces domaines sont fixés d'après des propriétés particulières de la fibre standard monomode : la bande C correspond à la région où l'atténuation optique est minimale, et la bande O entoure un zéro de dispersion chromatique. La dispersion étant plus limitante pour les communications très hauts débits intra et inter-datacenters de moyenne portée (2 à 10km), les émetteurs-récepteurs commercialisés pour cette application fonctionnent en bande O [82–84].

3.1.2 Formats de modulations avancés

Le format de modulation OOK peut convenir pour des transmissions dont le débit n'est pas limité par la bande passante des composants du lien (amplificateurs électroniques, modulateurs, photodétecteurs), par le nombre de raies laser modulables (ou porteuses), ni par la bande spectrale optique disponible. Dès lors que le débit requis de la transmission vient à excéder l'une de ces limites, un format de modulation plus avancé doit être envisagé. Le ratio entre le débit d'un signal numérique et la largeur spectrale qu'il occupe est appelé efficacité spectrale (en bit/s/Hz), et les formats de modulation avancés ont pour fonction d'augmenter cette efficacité spectrale par rapport au format OOK.

Les principales solutions proviennent des communications électroniques numériques, directement transposées dans le domaine optique. La première consiste à exploiter différents niveaux régulièrement espacés d'intensité, dans une fenêtre temporelle donnée. Chaque niveau est associé à une combinaison donnée de plusieurs bits, appelée symbole. Le nom de cette modulation d'amplitude à plusieurs niveaux est N-ASK (amplitude-shift-keying) ou PAM-N (pulse amplitude modulation), où N est le nombre de niveaux. Ainsi, le format de modulation PAM-4 correspond à une modulation d'intensité à 4 niveaux. Sur ces 4 niveaux, il est possible d'encoder toutes les combinaisons existantes de deux bits : « 00 », « 01 », « 10 » et « 11 ». Une séquence binaire peut donc être décomposée en une série de symboles de deux bits, et chaque symbole peut être transmis par l'un des quatre niveaux d'intensité. On peut appeler bit de poids fort ou MSB (most significant bit) le premier bit d'un symbole, et bit de poids faible ou LSB (least significant bit) le second, ou inversement suivant les conventions. En généralisant, pour coder toutes les combinaisons de M bits, il faut $N=2^M$ niveaux distincts.

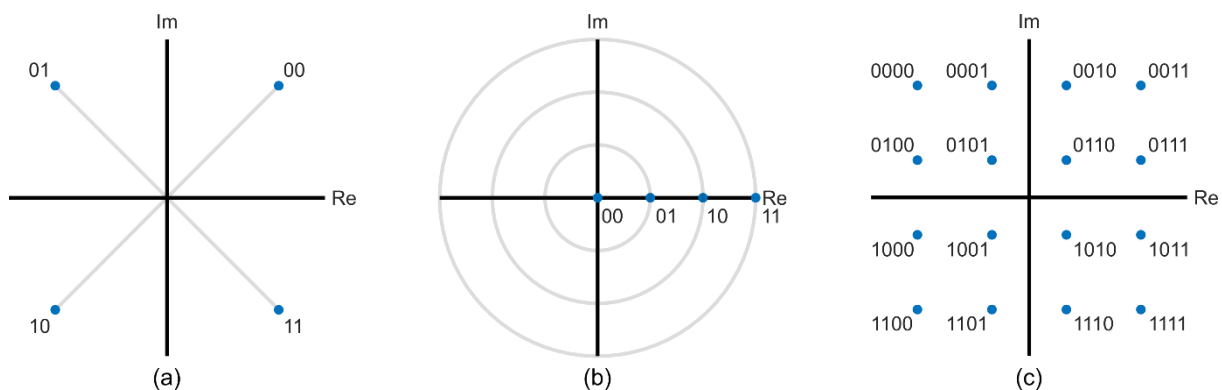


Figure 3.3 - Constellations d'un signal QPSK (a), PAM-4 (b) et 16-QAM (c). Les lignes grises représentent d'autres positions possibles pour chaque symbole.

Le même procédé peut être appliqué à la phase du champ électrique, on parle alors de binary phase-shift-keying (BPSK) pour deux niveaux de phase, quadrature-PSK (QPSK) pour quatre niveaux de phase, ou N-PSK pour $N > 4$ niveaux de phases. La figure 3.3 (a) représente les symboles correspondant aux différents niveaux du format de modulation QPSK sur le plan complexe. Un encodage hybride sur la phase du champ électrique et l'intensité optique est également possible, on parle alors du format N-QAM (quadrature amplitude modulation). Les niveaux du PAM-4 et du 16-QAM sont représentés sur les Fig. 3.3 (b) et (c), respectivement.

Dans les formats multi-niveaux, on distingue le débit de symbole ou baudrate (en « baud », 1 baud = 1 symbole/s) du débit binaire (en bit/s). Le baudrate est une bonne estimation de l'occupation spectrale du signal, la figure 3.4 montre la densité spectrale de puissance associée à un signal OOK (a), et à un signal PAM-4 (b), pour un même baudrate ν_b . Les deux densités spectrales possèdent la même étendue. Dans le cas de l'OOK, le débit binaire égale le baudrate, tandis qu'en PAM-4 le débit binaire est le double du baudrate. L'efficacité spectrale du PAM-4 est donc meilleure. En contrepartie, la proximité des différents niveaux d'intensité dans le PAM-4 rend leur distinction plus difficile, et le BER est plus élevé à SNR égal. Au-delà des modulations de phase et d'amplitude multiniveaux, on trouve

d'autres formats plus avancés comme l'OFDM (orthogonal frequency-division multiplexing) et ses dérivés, qui consistent à inscrire des symboles QAM sur plusieurs sous-porteuses optiques orthogonales dans le domaine des fréquences, augmentant encore l'efficacité spectrale.

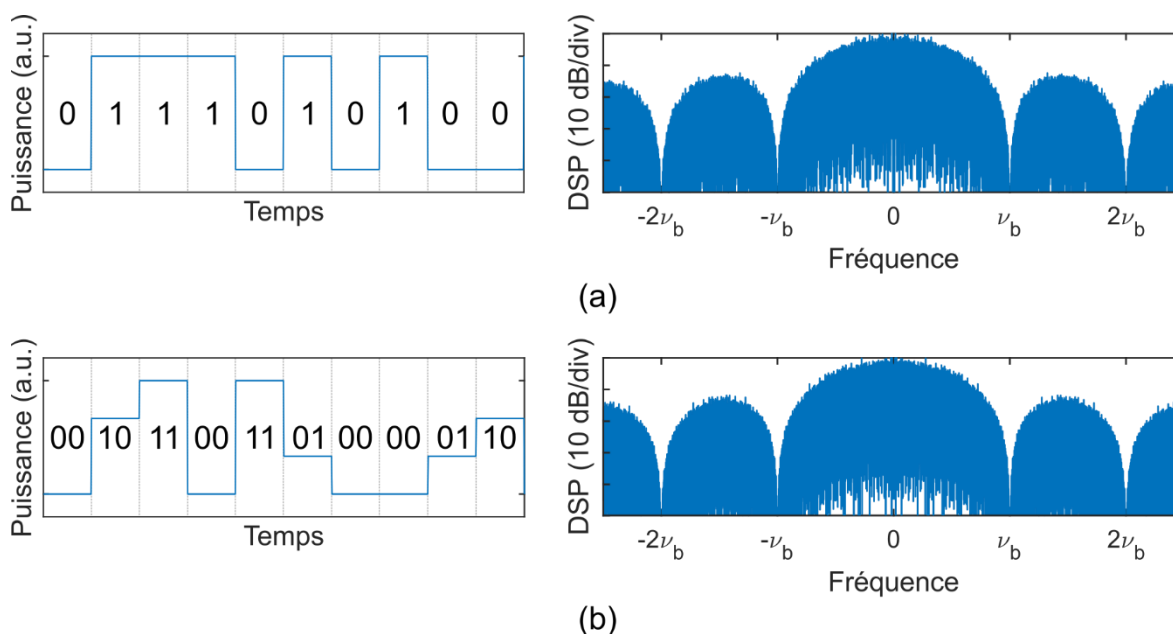


Figure 3.4 – Exemple de signal OOK à un baudrate ν_b , et sa densité spectrale de puissance (a). Exemple d'un signal PAM-4 au même baudrate ν_b , et sa densité spectrale de puissance (b). L'étendue spectrale des deux signaux est la même, mais le signal PAM-4 possède un débit double et donc une efficacité spectrale double.

Établir une communication optique avec une modulation de phase est plus complexe qu'avec une simple modulation d'amplitude. Un photodétecteur standard ne permet de mesurer que les variations basses fréquences de l'intensité optique au cours du temps. Pour accéder à la phase du champ électrique, il est nécessaire de faire battre le signal modulé avec une seconde raie laser (oscillateur local) sur deux photorécepteurs balancés, qui permettent de distinguer deux composantes du champ incident en quadrature dans le domaine temporel. On qualifie ces communications de cohérentes, l'une des principales difficultés dans le domaine optique étant d'assurer une cohérence temporelle entre l'oscillateur local et la porteuse modulée, et un traitement du signal électronique est généralement requis après réception. On oppose fréquemment les communications cohérentes avec les modulations d'intensité à détection directe (IM-DD) comme le PAM. Sur les transmissions longues distances, où des débits très importants doivent rassembler dans une seule fibre, les communications cohérentes présentent des avantages en termes d'efficacité spectrale et de rapport signal à bruit, qui justifient leur implémentation [85].

Dans le contexte des liens intra- et inter-datacenters, quantité d'émetteurs-récepteurs miniatures sont requis. La modulation d'intensité, plus simple à implémenter, est privilégiée pour le moment, bien que la situation puisse être amenée à évoluer à l'avenir [86]. Le format PAM-4 est actuellement mis en avant pour les prochaines générations d'interconnexions hauts-débits [87], c'est donc pour ce format que nous concentrerons l'étude des modulateurs silicium.

3.2 Etat de l'art des modulateurs silicium pour les télécommunications

Dans cette partie, une vue d'ensemble des structures de modulateurs silicium et de leurs performances pour la modulation au format PAM-4 est fournie. Il peut être noté, d'après le chapitre précédent, que

n'importe quel modulateur d'intensité convient pour générer n'importe quel format de modulation d'amplitude, pourvu que le signal électrique qui y est appliqué soit mis en forme en amont. Pour le PAM-4, cette mise en forme peut être décomposée en deux parties : la première est de convertir un signal binaire (NRZ) ou bien deux signaux NRZ (un pour le MSB et un pour le LSB) en un signal électrique à 4 niveaux, et la seconde est d'ajuster ces quatre niveaux dans le domaine électrique afin de les rendre équidistants dans le domaine optique, par une pré-compensation de la réponse non-linéaire du modulateur. Ces deux opérations peuvent être réalisées par un convertisseur numérique vers analogique ou DAC (digital-to-analog converters) [88]. Néanmoins, l'ajout de tels convertisseurs dans les émetteurs-récepteurs hauts-débits peut représenter un coût énergétique et économique important [81]. La recherche s'est donc orientée vers l'étude de nombreuses structures modulantes, adaptées pour recevoir directement des signaux électriques binaires et les convertir en un signal optique à quatre niveaux. Remplissant aux moins une des deux fonctions d'un DAC, ces structures sont parfois qualifiées de « DAC optiques » [89], et la génération du PAM-4 est parfois dite « DAC-less » [90] au sens où elle évacue la nécessité d'un DAC électronique. Dans un premier temps, le tableau 3-1 donne un aperçu démonstrations de PAM-4 où un signal électronique à 4 niveaux a été généré en amont par un DAC, externe au modulateur silicium.

Ref. (date)	λ	Jonction (régime)	Structure modulante	Efficacité	Bande passante	Débit (Gb/s)	BER, distance, puissance reçue
[91] (2014)	Bande O	PN (déplétion)	SPP-MZM	3.9 V×cm	22 GHz	60	10 ⁻⁶ , 10km, -
						112	7.3×10 ⁻³ , 10km, -
[92] (2014)	Bande C	PN (déplétion)	SPP-MZM	3.15 V×cm	35 GHz	60	0, 2km, 21.1 dB (SNR)
						112	3.7×10 ⁻³ , 2km, 16 dB (SNR)
[93] (2016)	Bande C	PN (déplétion)	Bragg	-	-	25	3,8×10 ⁻³ , b2b, -5 dBm
						50	3,8×10 ⁻³ , b2b, -2 dBm
						60	3,8×10 ⁻³ , b2b, 1 dBm
[94] (2016)	Bande C	PN (déplétion)	SPP-MZM	1 V×cm	32 GHz	64	10 ⁻² , b2b, 25 dB (SNR)
[95] (2016)	Bande C	PN (déplétion)	RM	16 pm/V	25 GHz	64	3,8×10 ⁻³ , b2b, 10 dBm
[96] (2017)	Bande C	PN (déplétion)	RA-MZM	4 pm/V	23 GHz	80	5.8×10 ⁻⁴ , 2km, 0.7 dBm
[97] (2017)	Bande C	PN (déplétion)	RA-MZM	5.6 pm/V	20 GHz	56	<2.2×10 ⁻⁴ , b2b, 2.7 dBm
						76	<3.8×10 ⁻³ , b2b, 2.7 dBm
[73] (2018)	Bande O	PN (en "L") (déplétion)	RM	0.52 V×cm	50 GHz	128	-
[98] (2020)	Bande O	PN (déplétion)	RM	30 pm/V	50 GHz	112	-
[99] (2020)	Bande C	PN (déplétion)	RM	33 pm/V	46 GHz	170	3.2×10 ⁻³ , b2b, 7 dBm

Tableau 3-1 - Etat de l'art de la génération de signaux PAM-4 à partir de modulateurs silicium, faisant intervenir un DAC électronique externe. SPP-MZM: Series push-pull MZM ; RM: Ring modulator ; RA-MZM : Ring-assisted MZM ; b2b : back-to-back (0 km).

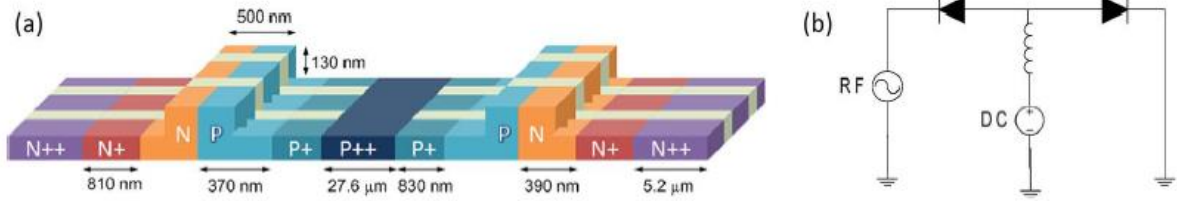


Figure 3.5 - Dans un modulateur SPP-MZM, les régions dopées P de chaque bras sont communes. Le schéma électrique est équivalent à deux diodes connectées en séries. Figure issue de [92].

Plusieurs de ces démonstrations reposent sur la structure communément appelée series-push-pull MZM ou SPP-MZM [91,92,94]. Cette dénomination désigne un agencement particulier des régions dopées d'un MZM, où deux régions dopées de chaque bras sont réunies en une seule (par exemple les deux régions P sont mises en commun, Fig. 3.5 [92]). Les deux diodes sont ainsi connectées l'une à l'autre en série. Un potentiel électrique est fixé sur la région commune pour polariser les diodes en inverse, et une tension RF alternative est appliquée aux bornes des régions isolées (ici dopées N). Cette tension RF se distribue donc en opposition de phase sur chaque bras, et le MZM fonctionne en push-pull de façon systématique. Un avantage de cette structure est de n'avoir qu'un seul accès RF, aux bornes duquel aucune tension DC n'est requise [91]. D'autre part, cette configuration permet de réduire l'atténuation de l'onde électrique [92,100]. En revanche l'opération forcée en push-pull du modulateur limite sa flexibilité pour d'autres applications. Un traitement du signal après réception a permis d'atteindre des transmissions de 112 Gb/s à partir de modulateurs dont la bande passante est de 22 GHz [91].

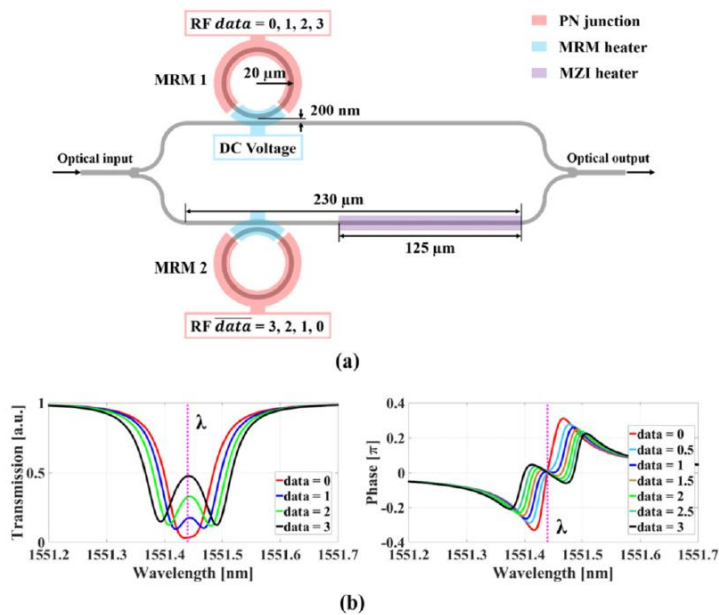


Figure 3.6 - (a) Modulateur Mach-Zehnder assisté d'anneaux (RA-MZM). (b) En modulant les anneaux par un schéma push-pull, la transmission d'intensité est modulée, et la phase peut être maintenue constante. Figure issue de [96].

En couplant des modulateurs en anneaux aux bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder, il est possible de générer une modulation d'amplitude à faible chirp avec un composant de taille plus réduite et plus efficacement qu'avec des modulateurs à ondes progressives [96,97]. Le principe est représenté sur la Fig. 3.6 [96]. Les résonances de chaque anneau étant alignées, la lumière à une longueur d'onde résonante n'est pas transmise. En appliquant une tension opposée (push-pull) sur les anneaux, les résonances se séparent spectralement et la lumière est transmise. Grâce à la symétrie de la réponse en phase d'un anneau de part et d'autre d'une fréquence résonante, la phase du champ sortant du premier anneau est théoriquement compensée par celle du champ sortant du second anneau en sortie de l'interféromètre. L'efficacité des modulateurs en anneaux est ainsi exploitable, tout en évitant le

chirp introduit par chaque anneau indépendamment. L'alignement précis des deux résonances requiert néanmoins un contrôle de la température par effet thermo-optique, assuré ici au niveau d'une région dopée N dans le coupleur directionnel.

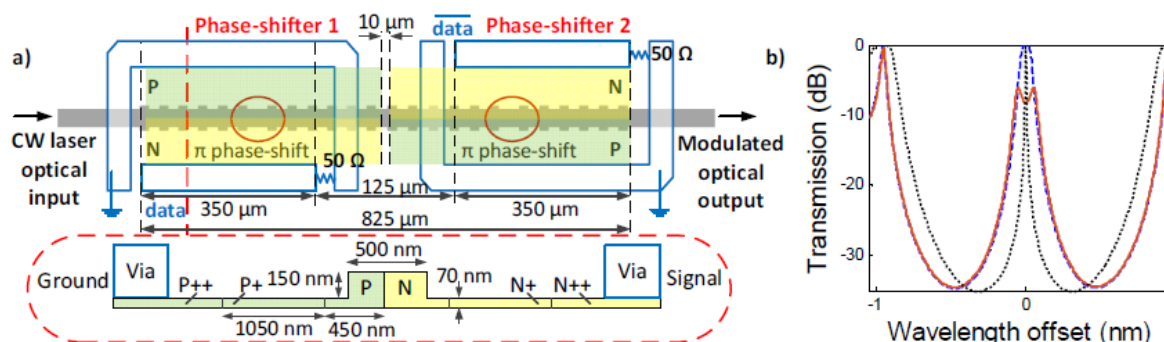


Figure 3.7 - Des réseaux de Bragg cascades (a) permettent une modulation d'intensité par modulation push-pull (b).
Figure issue de [93].

Enfin, un troisième exemple de structure originale est celui de modulateurs en réseaux de Bragg (Fig. 3.7) [93]. Un modulateur de phase est gravé périodiquement et forme un réseau de Bragg. Des discontinuités dans le réseau sont dimensionnées pour constituer l'équivalent de deux cavités Fabry-Perot cascades, dont les longueurs d'onde résonantes transmises sont alignées. En appliquant une tension opposée (push-pull) sur les réseaux Bragg de chaque cavité, les longueurs d'onde résonantes de ces dernières peuvent être disjointes afin de réduire la transmission, d'une façon complémentaire à la structure RA-MZM. Ce composant a ainsi été exploité pour générer un signal PAM-4 jusqu'à un débit de 60 Gb/s.

Ref. (date)	λ	Jonction (régime)	Structure modulante	Efficacité	Bande passante	Débit (Gb/s)	BER, distance, puissance reçue
[64] (2013)	Bande C	PON (accumulat°)	ME-MZM	0.13 V×cm	-	20	-
[101] (2014)	Bande C	PIN (injection)	MZA-RM	~170 pm/V	< 1GHz	0.12	-
[102] (2015)	Bande O	PON (accumulat°)	ME-MZM	-	-	50	10 ⁻⁴ , b2b, -11 dBm (OMA)
[100] (2015)	Bande C	PN (déplétion)	ME-MZM	2.5 V×cm	>50 GHz	70	10 ⁻⁷ , b2b, 4 dBm
						100	3.8×10 ⁻³ , b2b, 4 dBm
[103] (2016)	Bande C	PN (déplétion)	DP-MZM	3.4 V×cm	30 GHz	100	4.4×10 ⁻³ , 2km, 2.5 dBm
[58] (2016)	Bande C	PN (déplétion)	RMs cascades	14 pm/V	10 GHz	30	4×10 ⁻³ , b2b, -2 dBm
[104] (2016)	Bande O	PN (déplétion)	ME-MZM	1.47 V×cm	21 GHz	25	<10 ⁻¹³ , b2b, -9 dBm (OMA)
						50	10 ⁻⁸ , b2b, -7 dBm (OMA)
[105] (2016)	Bande C	PN (déplétion)	RMs cascades	8 pm/V	25 GHz	40	3.8×10 ⁻³ , b2b, 1 dBm
						60	3.8×10 ⁻³ , b2b, -1 dBm

Ref. (date)	λ	Jonction (régime)	Structure modulante	Efficacité	Bande passante	Débit (Gb/s)	BER, distance, puissance reçue
[106] (2016)	Bande O	PN (déplétion)	ME-MZM	2.04 V \times cm	-	40	3.8 \times 10 ⁻³ , b2b, -9 dBm
[90] (2016)	Bande C	PN (déplétion)	MZA-RM	-	14.2 GHz	25	-
[107] (2017)	Bande C	PN (déplétion)	ME-MZM	3.84 V \times cm	45 GHz	100	<10 ⁻⁴ , b2b, 5 dBm
[108] (2017)	Bande C	PN (déplétion)	DD-MZM	-	30 GHz	50	10 ⁻³ , b2b, 1 dBm
[109] (2017)	Bande C	PN (déplétion)	RA-MZM	9.6 pm/V	13.5 GHz	40	3.2 \times 10 ⁻³ , 5km, 2.15 dBm
						50	3.3 \times 10 ⁻³ , 2km, 2.15 dBm
[110] (2017)	Bande C	PN (déplétion)	DD-MZM	1.68 V \times cm	30.2 GHz	40	5.2 \times 10 ⁻⁶ , b2b, 1 dBm
						64	6.6 \times 10 ⁻⁶ , b2b, 2 dBm
[89] (2017)	Bande O	PN (déplétion)	ME-RM	-	-	40	-
[111] (2017)	Bande C	PN (déplétion)	SPP-MZM	1.4 V \times cm	>50 GHz	112	10 ⁻³ , b2b, -15 dBm
						128	2 \times 10 ⁻² , b2b, -16 dBm
[112] (2018)	Bande C	PN (déplétion)	MIM	0.8 V \times cm	12 GHz	56	2.2 \times 10 ⁻⁴ , 2km, 3.2 dBm
[113] (2018)	Bande C	PIN (GeSi)	EA-MZM	-	>50 GHz	112	1.71 \times 10 ⁻⁶ , b2b, 8 dBm
[114] (2018)	Bande C	PN (déplétion)	ME-MZM	3.15 V \times cm	>45 GHz	112	3.8 \times 10 ⁻³ , b2b, -
[115] (2019)	Bande O	PN (depletion)	DD-MZM	1.35 V\timescm	18 GHz	20	3.8\times10⁻³, b2b, -6 dBm
[116] (2020)	Bande C	PN (déplétion)	ME-MZM	2.35 V \times cm	15 GHz	106	-
[117] (2021)	Bande C	PN (depletion)	SL-ME-MZM	0.51 V \times cm	42 GHz	70	3.8 \times 10 ⁻³ , b2b, -

Tableau 3-2 - État de l'art de la génération de signaux PAM-4 à partir de modulateurs silicium, sans l'aide d'un DAC externe. ME-MZM : multi-electrode MZM ; MZA-RM : Mach-Zehnder assisted ring modulator ; DP-MZM : dual-parallel MZM ; MIM : Michelson interferometer modulator ; EA-MZM : electro-absorption MZM, SL : slow-light.

Le tableau 3-2 synthétise les démonstrations de génération de PAM-4 sans utilisation de DAC électronique. En regardant ces structures dans le détail, on voit que l'essentiel exploite deux modulateurs de phase ou d'intensité en série ou en parallèle, chaque modulateur recevant un signal binaire indépendant, l'un pour le MSB, l'autre pour le LSB.

L'une des principales architectures est celle des MZM dont les modulateurs de phase sont segmentés en deux (multi-electrode MZM ou ME-MZM). Le déphasage induit dans le premier segment s'ajoute à celui induit dans le second segment indépendamment, et en déséquilibrant deux déphasages binaires, quatre niveaux de phases peuvent être atteints, convertis par la suite en quatre niveaux d'intensité. Une pondération particulière des déphasages permet de distribuer équitablement les niveaux d'intensité. Cette pondération peut s'effectuer par différents moyens : par des segments de longueurs différentes, lorsqu'une même amplitude de tension est appliquée sur chaque segment (Fig. 3.8

(a) [100], ou bien par l'application de tensions d'amplitudes différentes sur deux segments de même longueur (Fig. 3.8 (b)) [114]. Une troisième possibilité est de segmenter le modulateur en un grand nombre d'éléments de petite taille, d'en consacrer une fraction pour le MSB, et le reste pour le LSB (Fig. 3.8 (c)) [106]. L'une des difficultés apportées par la segmentation des modulateurs est le contrôle temporel des signaux arrivant sur chaque segment. Un mauvais contrôle peut engendrer une déformation du signal [81] ; la diaphonie doit également être évitée, pour cela les segments sont généralement isolés par une courte distance non dopée entre eux. Néanmoins, chaque segment étant plus court que la longueur totale de modulation, les pénalités liées à la différence de vitesses électriques et optiques ainsi qu'au pertes de propagation électriques sont en partie compensées. La rapidité des composants est donc meilleure qu'en l'absence de segmentation, et on trouve alors des exemples de ME-MZM dont la bande passante dépasse les 45 GHz [100,107,114], là où les modulateurs non-segmentés atteignent généralement au mieux 30 à 35 GHz [91,92,94].

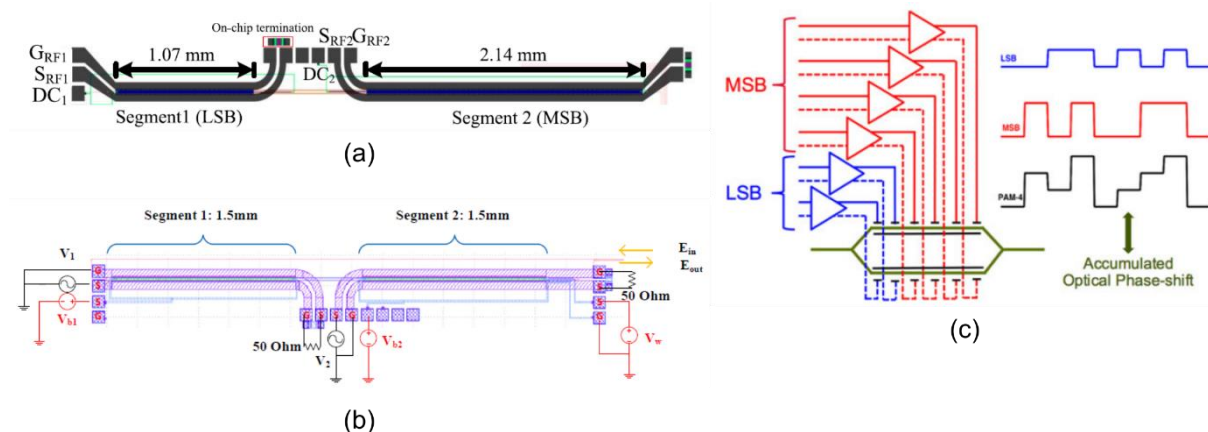


Figure 3.8 - (a) ME-MZM dont les deux segments sont de longueurs différentes ; (b) ME-MZM dont les segments sont de même longueur ; (c) ME-MZM où de nombreux segments sont exploités en deux parties de longueurs paramétrables.

Le principe de segmentation du modulateur de phase peut être étendu aux modulateurs en anneau, où une modulation de phase est également convertie en une modulation d'intensité. Le concept a été poussé jusqu'à 64 éléments grâce à des jonctions PN interdigitées contrôlées indépendamment [89].

Dans les modulateurs en anneau, de faibles variations de fabrication du coupleur directionnel peuvent conduire à une forte incertitude sur la condition de couplage. Substituer au coupleur un interféromètre de Mach-Zehnder 2x2 offre un degré de liberté pour contrôler le couplage. Comme détaillé au chapitre précédent, l'amplitude et la phase du champ sortant d'un tel interféromètre peuvent être choisies arbitrairement, les modulateurs en anneau assistés de Mach-Zehnder (MZA-RM pour Mach-Zehnder assisted ring modulators) sont donc des modulateurs en anneau dont les paramètres S du coupleur sont contrôlables. L'une des démonstrations pionnières de modulation PAM-4 a été obtenue par ce type de structure, intégrant des jonctions PIN en régime d'injection [101], mais ce régime limitait fortement sa bande passante et le débit atteint ne dépassait pas le Gb/s. Ce type d'architecture a donné naissance à de nouvelles possibilités de modulation, comme la modulation de couplage. En plaçant les modulateurs de phases dans le Mach-Zehnder plutôt que dans l'anneau (Fig. 3.9 [90]), certaines limitations de rapidité propres à la modulation intra-cavité peuvent être levées [62]. Un exemple de modulation de couplage pour la génération de PAM-4 à 25 Gb/s est donné dans [90]. Dans cette dernière référence, la modulation porte à la fois sur la condition de résonance et de couplage, mais il est à noter qu'une modulation de couplage pure est également envisageable en théorie pour éviter tout chirp [118]. Le MZM doit pour cela être utilisé en push-pull en guise de coupleur, de sorte qu'il ne perturbe pas la phase du champ après un tour complet dans la structure. Dans ce cas, les longueurs d'onde résonantes ne changent pas au cours du temps, mais la profondeur des résonances est modulée. La présence du résonateur donne ici un avantage d'efficacité sur un MZM seul, d'autant plus important que les pertes de propagation dans l'anneau sont faibles [119].

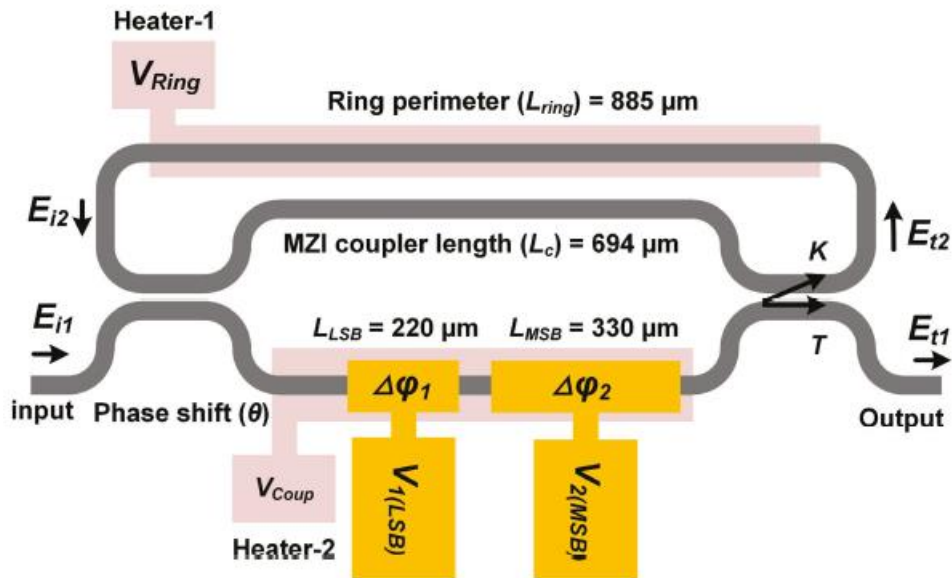


Figure 3.9 - Résonateur en anneau assisté d'un MZM pour la génération de PAM-4. [90]

Plus récemment, à travers des guides silicium corrugués pour former des réseaux de Bragg, l'effet de lumière lente (slow light) a été exploité dans un ME-MZM [117]. Ce type de géométrie de guide permet une ingénierie de l'indice de groupe optique du mode guidé (atteignant une valeur estimée à 22.8 dans cet article). Dans ces circonstances, la lumière passe plus de temps au sein d'un modulateur de phase d'une distance donnée, l'efficacité effective de ce dernier est donc importante ($0.51 \text{ V} \times \text{cm}$ dans cet exemple). Ce type de structure se positionne entre les modulateurs en anneau et les modulateurs à onde progressives classiques, à la fois en termes d'efficacité et de région spectrale exploitable / stabilité spectrale, et offre donc un compromis intéressant.

Appliquer deux signaux binaires sur des modulateurs d'amplitude plutôt que sur des modulateurs de phase est une autre possibilité pour atteindre 4 niveaux d'intensité optique. On trouve suivant ce schéma les modulateurs en anneau en série [58,105], les modulateurs en anneau en parallèle (structure RA-MZM introduite précédemment) [109], les modulateurs à électro-absorption en parallèle [113], ou encore les MZM push-pull en parallèle (aussi appelés dual-parallèle MZM ou DP-MZM) [103]. Dans toutes ces configurations, le principe est de sommer (en parallèle), ou multiplier (en série) la transmission en amplitude de chaque modulateur pour atteindre les 4 niveaux du PAM-4. Les anneaux dans le RA-MZM ne sont pas des modulateurs d'intensité pure, leur réponse en phase est donc également prise en compte dans le calcul des tensions appliquées. Dans la référence [113], un débit de 112 Gb/s a été obtenu avec un BER mesuré inférieur à 2×10^{-6} en back-to-back, à partir de modulateurs à électro-absorption en GeSi en parallèle, et sans traitement du signal en réception. Il a été montré plus récemment que l'agencement de deux de ces structures peut être exploité dans une technique de multiplexage temporel, par l'entrelacement de deux trains d'impulsions à la place du laser continu, afin d'augmenter les performances du système [120].

Une comparaison en profondeur des performances d'un simple SPP-MZM, d'un ME-MZM et d'un DP-MZM en bande O est détaillée dans la référence [88]. Les trois modulateurs sont fabriqués dans les mêmes conditions (sur une même puce) et font tous une longueur totale de 3 mm. Le résultat de l'étude montre un avantage des structures sans DAC électroniques (DP-MZM & ME-MZM) lié à la meilleure qualité des deux signaux électriques au format NRZ, par rapport au signal PAM-4 synthétisé électriquement par un DAC pour le SPP-MZM. En outre, un net avantage global a été observé pour la structure ME-MZM, attribué à la bande passante plus élevée du composant, tandis que la moindre performance du DP-MZM est supposément due à la dérive de ses points de fonctionnement.

piste métallique résistive serpente au-dessus d'une portion d'un bras, permettant la commande d'un déphaseur thermo-optique sous l'application d'un courant électrique. La lumière traverse ensuite les modulateurs de phases, constitués des jonctions PN indépendantes connectées à des électrodes à ondes progressives, et se recombine dans un unique guide de sortie par l'intermédiaire d'un second MMI (50/50) avant d'être extraite de la puce par un second réseau de couplage. Les électrodes sont écartées les unes des autres à leur extrémité, pour former 5 plots distants avec une période de 100 μm . La tension peut être introduite en appliquant sur ces plots une pointe électrique haute fréquence en configuration « GSGSG » où « G » signifie masse (ground) et « S » signal. La jonction PN du premier bras se trouve entre la première masse et le premier signal, tandis que celle du second bras est située entre le second signal et la troisième masse. Les ondes électriques peuvent être évacuées en terminaison des électrodes par une seconde pointe avant d'être absorbées par une charge 50 Ω .

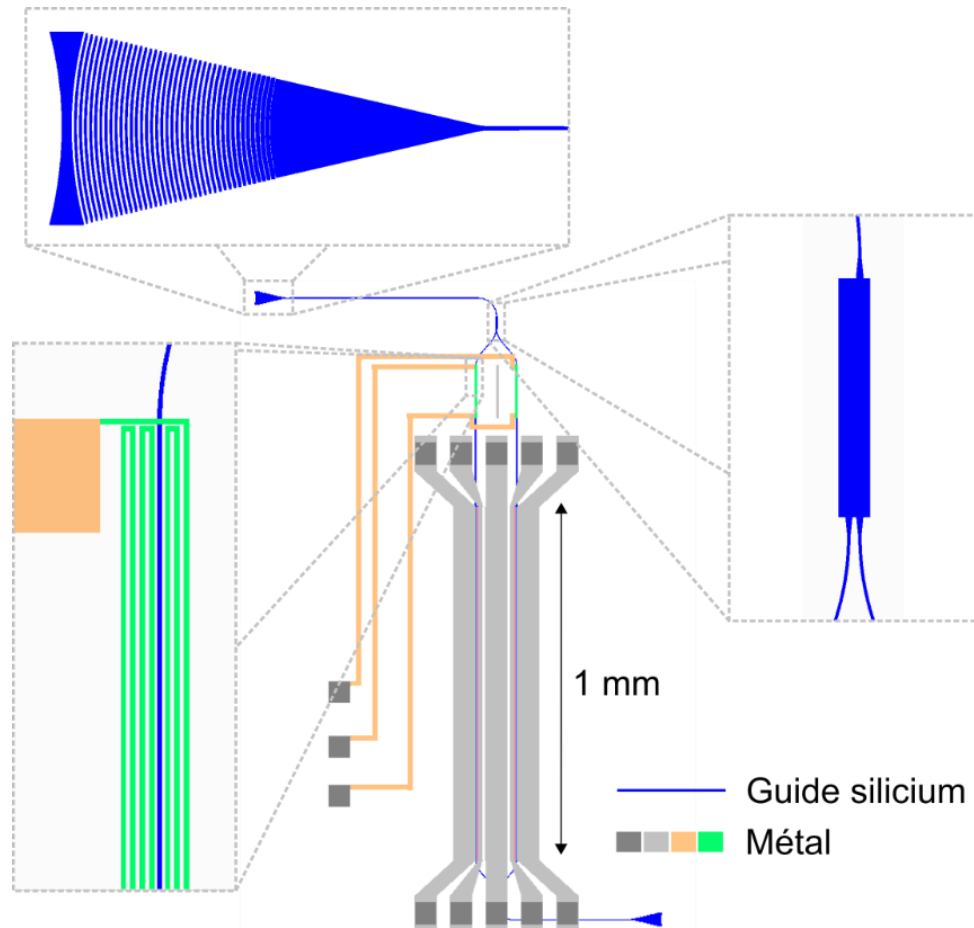


Figure 3.11 - Vue schématique du DD-MZM de 1 mm utilisé pour la génération du PAM-4. Un zoom en haut à gauche montre le réseau de couplage optique d'entrée. À droite se trouve un agrandissement du coupleur séparant le guide d'entrée en deux bras, il s'agit d'un MMI (interféromètre multimode). À gauche, la piste métallique résistive (en vert) constituant un déphaseur thermo-optique est agrandie. Les électrodes à ondes progressives apparaissent en gris le long de la structure.

La figure 3.12 représente schématiquement la section d'un des modulateurs de phase avec ses dimensions. Le guide d'onde possède une hauteur de 300 nm et une largeur de 400 nm. De part et d'autre du guide, le silicium est gravé sur une profondeur de 250 nm. Les concentrations cibles de dopants au niveau de la jonction PN sont de $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ pour la région P et $4.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ pour la région N. La région P couvre une largeur de 225 μm et la région N une largeur de 175 nm, afin d'optimiser l'interaction de la zone P avec le mode optique. Comme décrit au chapitre précédent la variation d'indice de réfraction liée à la concentration de trous est plus importante que celle liée à la concentration d'électrons pour ces niveaux de dopages. À proximité des électrodes, une concentration de dopants plus forte (10^{19} cm^{-3}) est ciblée afin de réduire la résistance d'accès.

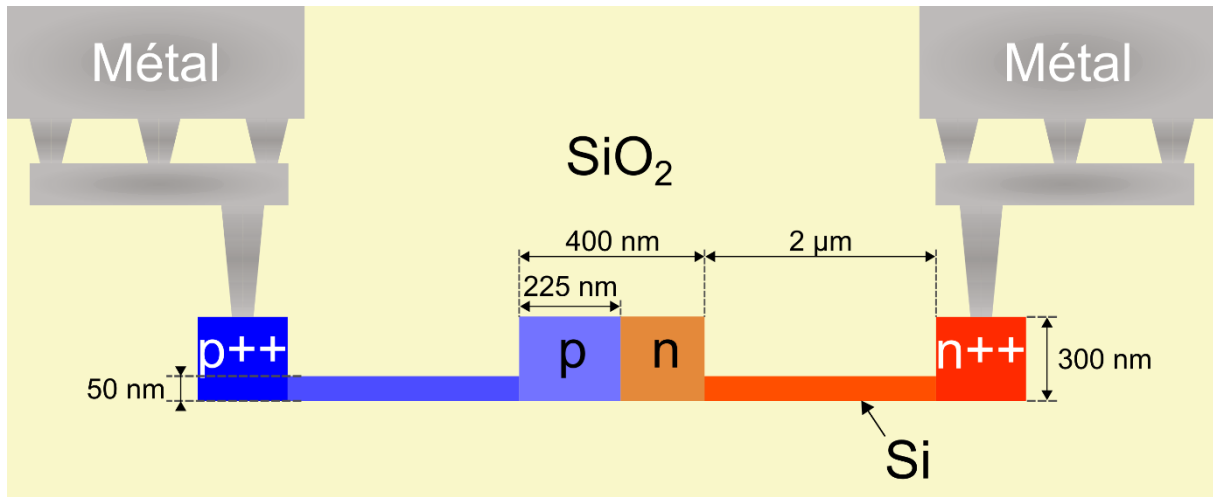


Figure 3.12 - Vue en coupe schématique d'un des modulateurs de phases et ses dimensions transversales

L'efficacité $V_{\pi}L_{\pi}$ du modulateur de phase a été mesurée allant de $1.2 \text{ V} \times \text{cm}$ pour une tension de polarisation de 0 V à $1.45 \text{ V} \times \text{cm}$ pour une tension de polarisation inverse de 7 V . Sa bande passante électro-optique mesurée en petit signal est de 18 GHz .

3.3.2 Méthode de génération du signal PAM-4 à partir d'un modulateur Mach-Zehnder Dual-drive

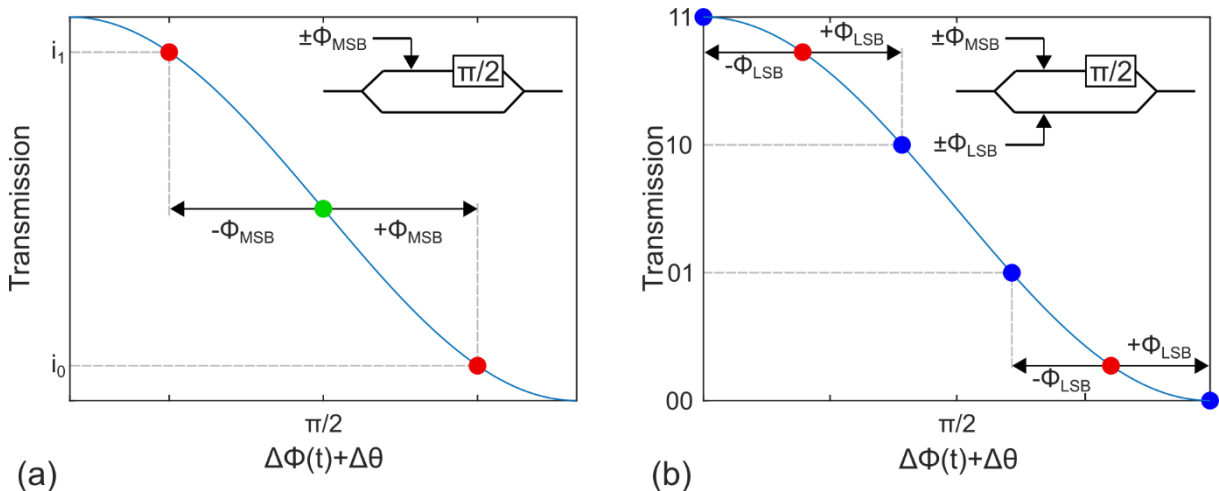


Figure 3.13 - (a) L'application d'un déphasage $\pm\phi_{MSB}$ sur un bras d'un DD-MZM initialement placé en quadrature permet d'atteindre deux niveaux de transmission intermédiaires i_0 et i_1 (en rouge). (b) L'application d'un déphasage plus faible $\pm\phi_{LSB}$ sur le second bras permet d'atteindre les quatre niveaux de transmission du PAM-4 (en bleu).

Le principe de la génération du signal à 4 niveaux à partir de la structure DD-MZM est décrit par la figure 3.13. Sur un MZM initialement placé au point de quadrature (point vert), l'application d'un premier signal binaire pour le MSB crée un déphasage $\pm\phi_{MSB}$ entre les champs à l'issue des deux bras, permettant d'atteindre deux niveaux de transmission intermédiaires i_0 et i_1 . A partir de l'un de ces deux niveaux, l'application d'un signal binaire sur le second bras crée un déphasage $\pm\phi_{LSB}$, et permet d'atteindre de nouveaux niveaux de transmissions. Au total, les quatre combinaisons de $\pm\phi_{MSB} \pm \phi_{LSB}$ se répercutent en quatre niveaux d'intensité transmises. Idéalement, les déphasages introduits doivent produire des niveaux d'intensité équidistants et couvrir l'entière plage de transmission, afin de maximiser le taux d'extinction du signal. Pour connaître les tensions et déphasages correspondants ϕ_{MSB} et ϕ_{LSB} optimaux, une méthode est de résoudre l'équation (2.14) avec $\Delta\theta = \pm\pi/2$ (quadrature) et $\Delta\phi(t) = \pm\phi_{MSB} \pm \phi_{LSB}$ pour les différents niveaux. On trouve alors :

$$\phi_{MSB} + \phi_{LSB} = \arcsin(1) = \frac{\pi}{2} \quad (3.1)$$

$$\phi_{MSB} - \phi_{LSB} = \arcsin\left(\frac{1}{2}\right) = \frac{\pi}{6} \quad (3.2)$$

Soit :

$$\phi_{MSB} = \frac{\pi}{3} \quad (3.3)$$

$$\phi_{LSB} = \frac{\pi}{6} \quad (3.4)$$

Ainsi, en considérant des modulateurs de phase linéaires, les amplitudes de tension à appliquer sont $V_\pi/3$ pour le MSB et $V_\pi/6$ pour le LSB. Cependant l'application de ces tensions sur un modulateur silicium conduit à des niveaux non-équidistants (Fig. 3.14 (a)).

En effet, des non-linéarités dues à la fois au fait que la variation d'indice effectif du mode guidé n'est pas linéaire avec la tension appliquée, et à l'effet de variation d'absorption (FCA) associé, doivent être prises en compte. Ces effets résultent directement de la physique du modulateur de phase utilisant une diode PN en déplétion dans un guide d'onde Si, comme expliqué au chapitre 2. En utilisant le modèle décrit dans la partie 2.3.1, on trouve de manière itérative qu'appliquer une amplitude de $0.318 \times V_\pi$ pour le MSB et $0.183 \times V_\pi$ pour le LSB permet de rééquilibrer les niveaux (Fig. 3.14 (b)).

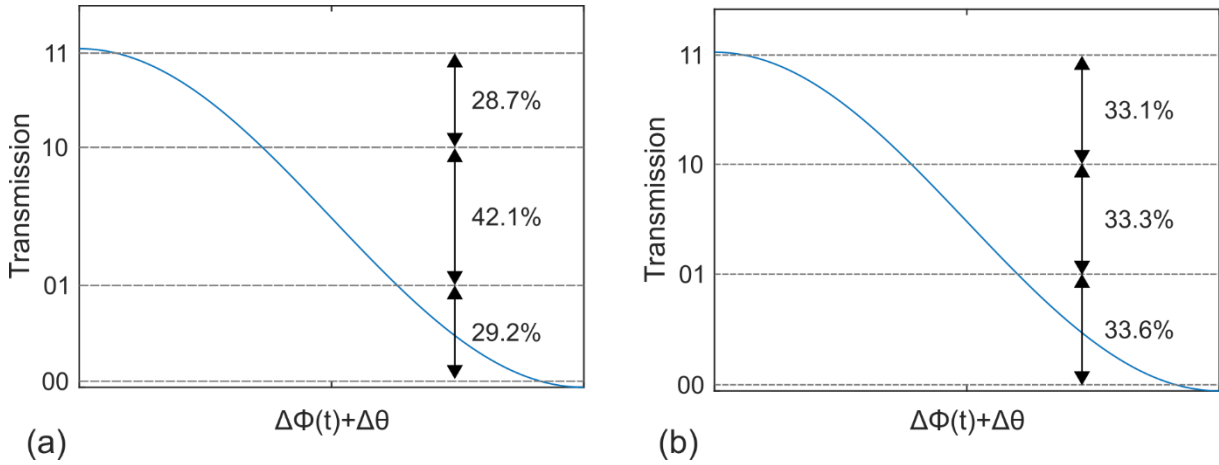


Figure 3.14 - (a) Niveaux atteints par l'application de signaux binaires d'amplitudes $V_\pi/3$ et $V_\pi/6$ sur un DD-MZM en silicium. Les niveaux ne sont pas équidistants. (b) Avec une tension de $0.318 \times V_\pi$ pour le MSB et $0.183 \times V_\pi$ pour le LSB, des niveaux équidistants sont obtenus.

De manière plus générale, pour quantifier la non-équidistance des niveaux d'amplitude générés, on peut définir une déviation à l'équidistance σ_{eq} . En notant P_N la puissance du $N^{\text{ème}}$ niveau du PAM-4 (N allant de 1 à 4), on exprime σ_{eq} par :

$$\sigma_{eq} = \sqrt{\sum_{i=1}^3 \left(\frac{P_{1+i} - P_i}{OMA} - \frac{1}{3} \right)^2} \quad (3.5)$$

Où $OMA = P_4 - P_1$. Cette déviation peut être calculée numériquement, en fonction des tensions appliquées sur chaque bras, en utilisant la modélisation présentée au chapitre précédent. La déviation et l'OMA sont ainsi représentées sur la figure 3.15 lorsque les amplitudes V_1 et V_2 de tension appliquées sur les bras respectivement 1 et 2 sont balayées de 0 à 4 V. Les combinaisons permettant une équidistance des niveaux apparaissent ainsi sous forme de courbes sombres sur la Fig. 3.15 (a).

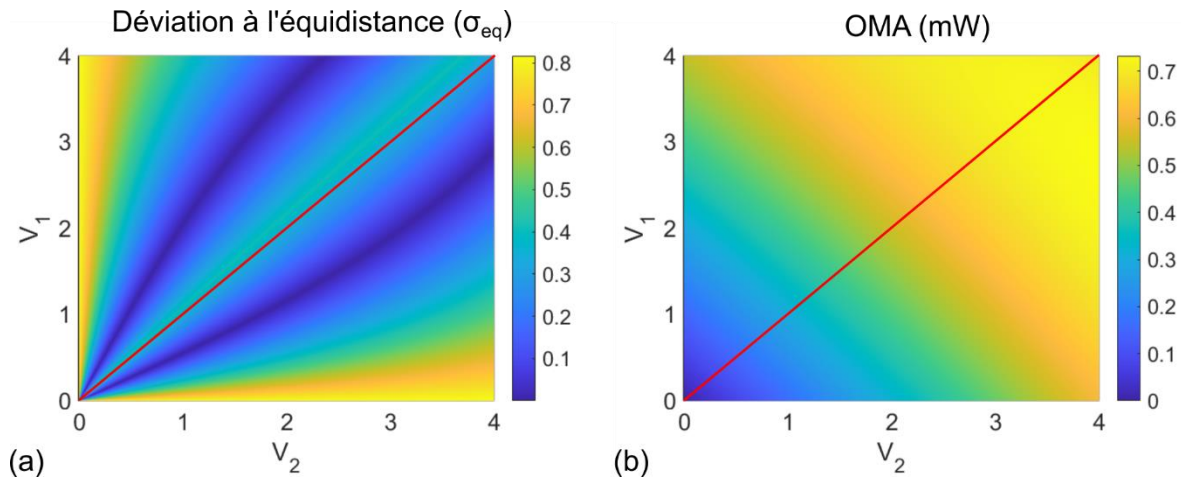


Figure 3.15 - (a) Déviation à l'équidistance des niveaux et (b) OMA, simulées pour différentes amplitudes de tensions V_1 et V_2 appliquées sur les bras respectivement 1 et 2. La droite d'équation $V_1 = V_2$ est représentée en rouge.

En observant attentivement ces graphiques, un constat étonnant peut être fait : les combinaisons assurant l'équidistance des niveaux, et les OMA correspondantes (pour une puissance optique d'entrée de 1 mW), ne sont pas parfaitement symétriques par rapport à la droite d'équation $V_1 = V_2$ (en rouge). Autrement dit : appliquer une amplitude V_1 sur le bras 1 et V_2 sur le bras 2 n'est pas équivalent à appliquer une amplitude V_2 sur le bras 1 et V_1 sur le bras 2. Cette asymétrie est caractéristique des modulateurs en silicium. Pour en comprendre la raison, on peut procéder à une expérience de pensée en considérant les couples d'amplitude particuliers ($V_1 = 0 ; V_2 = V_{\pi/2}$) et ($V_1 = V_{\pi/2} ; V_2 = 0$).

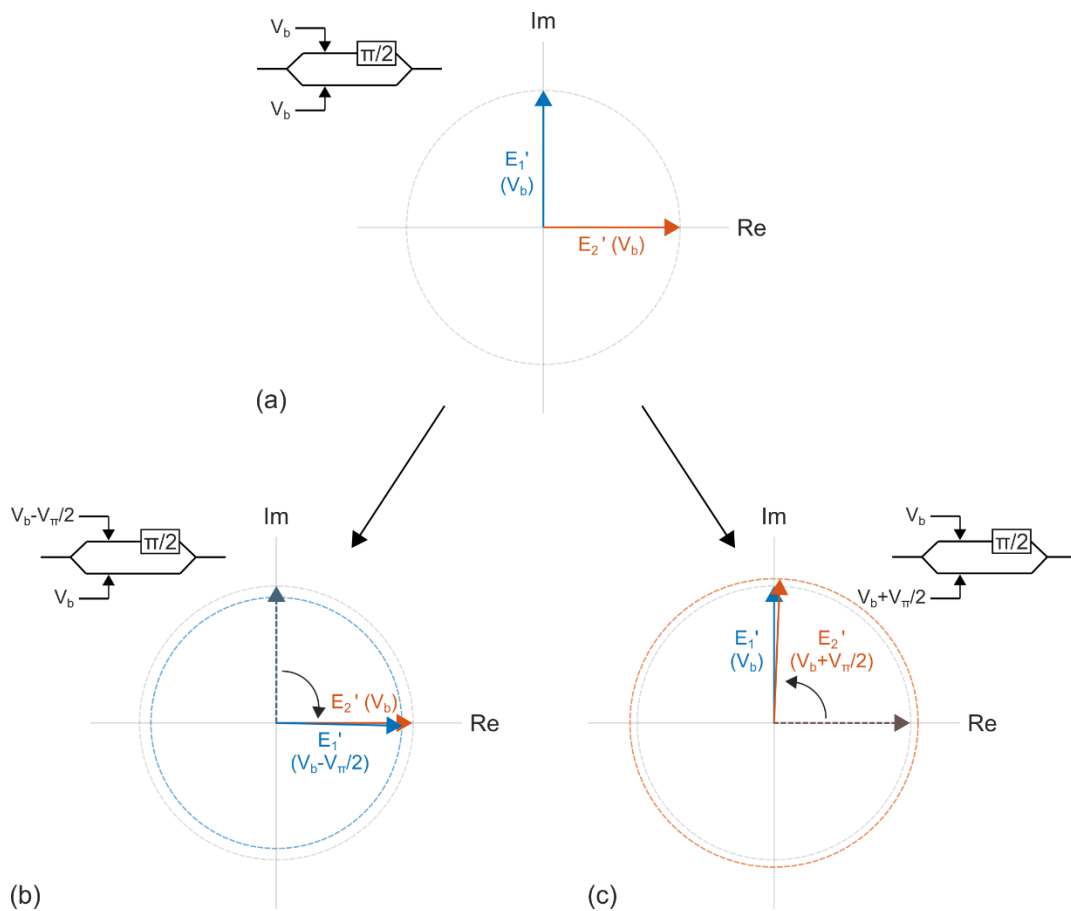


Figure 3.16 - Les champs E_1' et E_2' sortant des bras d'un MZM silicium en quadrature sont représentés lorsque la tension inverse appliquée vaut : (a) V_b sur chaque bras ; (b) $V_b - V_{\pi/2}$ sur le bras 1 et V_b sur le bras 2 ; (c) V_b sur le bras 1 et $V_b + V_{\pi/2}$ sur le bras 2. Du fait des différences d'atténuation optiques dues au FCA, les champs E_1' et E_2' n'ont pas la même amplitude dans les deux derniers cas.

Une représentation graphique de champs électriques E_1' et E_2' en sortie des bras 1 et 2 est fournie (sous forme de phaseurs) sur la Fig. 3.16 (a), pour un MZM silicium placé en quadrature dont les deux bras sont polarisés avec une tension inverse V_b . Dans la figure 3.16 (b), une tension $-V_{\pi/2}$ est ajoutée sur le bras 1, plaçant le modulateur près d'un maximum de transmission. Dans la figure 3.16 (c), c'est une tension $+V_{\pi/2}$ qui est ajoutée sur bras 2, plaçant également le modulateur près d'un maximum de transmission. Pourtant, le champ E_1' dans le premier cas est plus faible que le champ E_2' dans le second cas. Pour cause, l'atténuation optique due au FCA est plus forte pour une tension inverse faible ($V_b - V_{\pi/2}$) que pour une tension inverse élevée ($V_b + V_{\pi/2}$). Ainsi, le champ total sortant de la structure (proportionnel à $E_1' + E_2'$) est plus faible dans le cas (b) que dans le cas (c). On peut également remarquer que la phase atteinte par le retrait de $V_{\pi/2}$ est supérieure à $\pi/2$, et celle atteinte par l'ajout de $V_{\pi/2}$ est inférieure à $\pi/2$, à cause de la variation non linéaire d'indice de réfraction ($V_{\pi/2}$ ayant ici été estimé à la tension V_b). Ces comportements asymétriques se propagent à l'OMA et à la déviation à l'équidistance des niveaux PAM-4, constatés sur la Fig. 3.15.

3.3.3 Résultats expérimentaux

Pour étudier les performances du modulateur silicium pour la génération de signal PAM-4, je me suis rendu à l'institut FOTON, où le montage expérimental reporté sur la Fig. 3.17 a été utilisé. La lumière issue d'un laser à cavité externe accordable à $1.31 \mu\text{m}$ est amplifiée par un amplificateur à semiconducteur puis injectée dans la puce. En sortie, un amplificateur à fibre dopée au praséodyme (PDFA) compense les pertes d'insertion de l'échantillon (estimées à environ 5 dB par réseau de couplage et 3 dB pour le modulateur) puis le signal modulé est séparé en deux chemins via un coupleur directionnel 50/50. Après photo-détection par des photodiodes d'une bande passante de 40 GHz, l'un des deux signaux est préamplifié par un amplificateur à onde progressive d'une bande passante de 35 GHz (non représenté), puis envoyé sur un BER Tester (compteur d'erreur binaire). L'autre partie du signal est envoyée sur un oscilloscope à échantillonnage afin de tracer le diagramme de l'œil et contrôler le positionnement des niveaux. Deux séquences binaires pseudo-aléatoires (PRBS) complémentaires de $2^{15}-1$ bits sont générées électriquement à un débit de 10 Gb/s chacune. Les deux séquences étant complémentaires, seuls les symboles PAM-4 « 01 » et « 10 » se manifestent au cours du temps. L'une des deux séquences est donc retardée de 200 ps par une ligne à retard accordable, afin de faire également apparaître des symboles « 00 » et « 11 ». Les deux signaux sont amplifiés avec un gain réglable via des amplificateurs variables afin d'ajuster les amplitudes de tension du MSB et du LSB puis sont envoyés sur le modulateur par l'intermédiaire de pointes GSGSG. Le signal électrique est récupéré en sortie des électrodes à ondes progressives par une seconde pointe avant d'être dissipé par des charges 50Ω . Plusieurs éléments secondaires non représentés sur le schéma sont également présents dans le montage : des pointes électriques DC sont employées pour appliquer un courant sur le déphaseur thermo-optique et régler le point de fonctionnement du modulateur, et des tés de polarisation en sortie des amplificateurs RF permettent d'appliquer une tension DC de -4 V sur les deux diodes. La polarisation de la lumière est optimisée en entrée du SOA (amplificateur optique à semiconducteur) et de la puce par des boucles de Lefèvre. Enfin, 10% de la puissance optique sur la voie dédiée au BERT sont prélevés via un coupleur 90/10 et mesurés par un puissance-mètre, afin d'estimer la puissance reçue sur le photodétecteur.

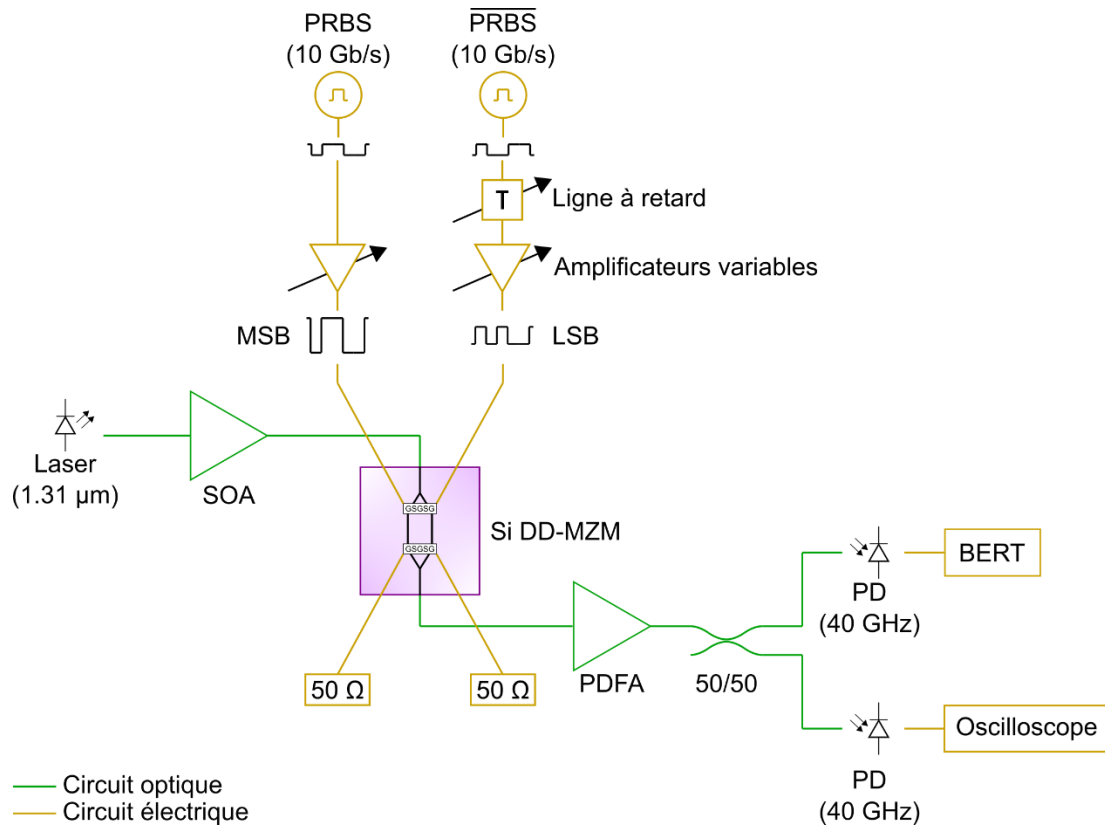


Figure 3.17 – Schéma du montage expérimental pour la caractérisation du signal PAM-4 généré par le DD-MZM en silicium. PRBS : pseudo-random binary sequence ; MSB : most significant bit ; LSB : least significant bit ; SOA : semiconductor optical amplifier ; PDFA : praseodymium doped fiber amplifier ; PD : photodiode ; BERT : BER Tester.

Des diagrammes de l'œil sont mesurés sous l'application de différentes amplitudes de tensions pour le LSB et le MSB (Fig. 3.18). En PAM-4, les diagrammes de l'œil contiennent 3 yeux répartis verticalement, du fait des 4 niveaux d'intensité existants, sur la durée d'un symbole. Lorsque l'amplitude du signal MSB (V_{MSB}) augmente, les deux niveaux hauts s'éloignent des deux niveaux bas ce qui se traduit par une ouverture de l'œil central. Lorsque l'amplitude du signal LSB (V_{LSB}) diminue, les niveaux hauts se resserrent tout comme les niveaux bas, ce qui correspond en effet à la fermeture des yeux hauts et bas mesurée. Ces diagrammes observés permettent dans un premier temps de confirmer la prédiction du modèle numérique sur la position relative des différents niveaux.

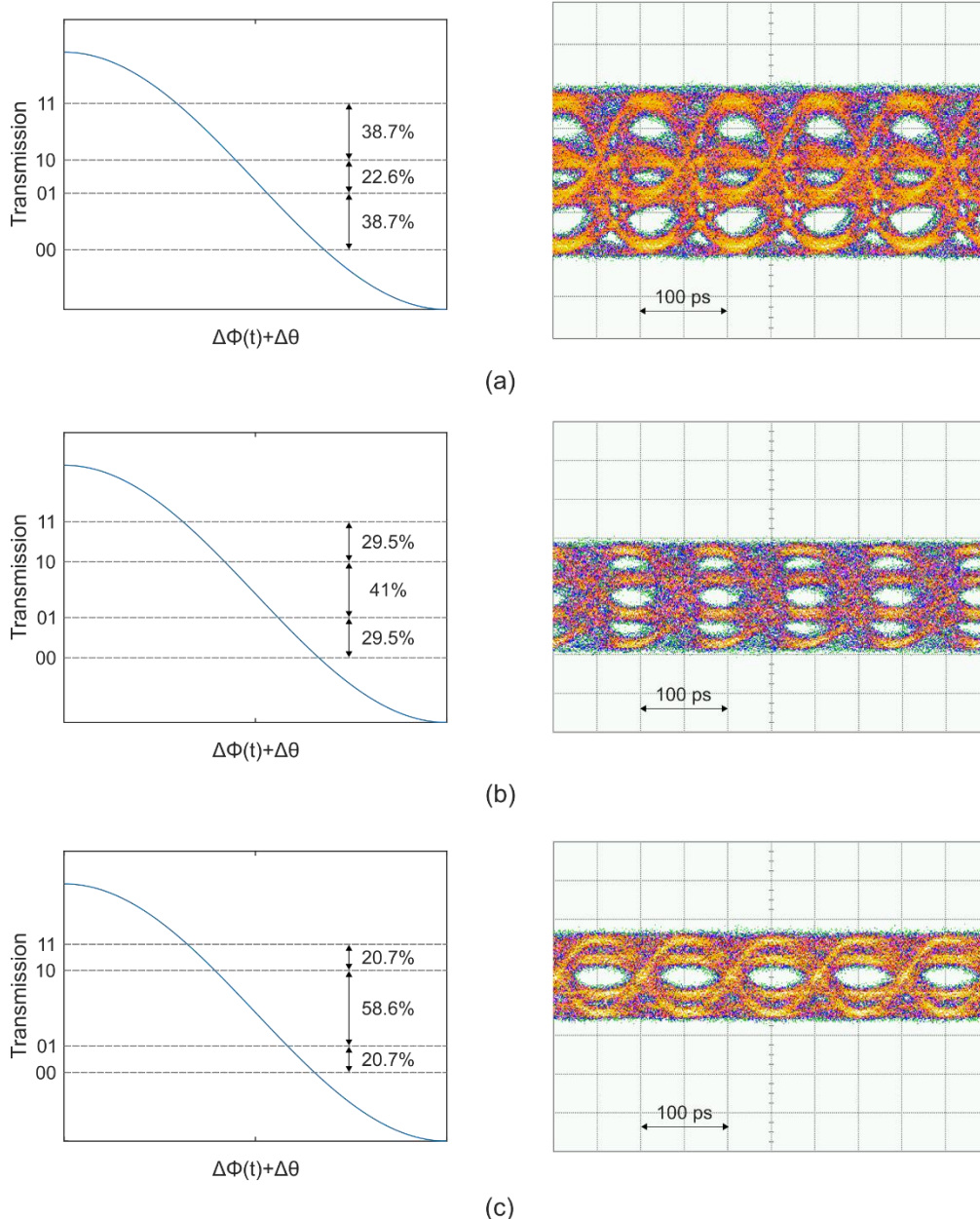


Figure 3.18 - Espacement des niveaux prédits par le modèle numérique et diagrammes de l'œil mesurés expérimentalement pour différentes amplitudes de tension appliquées. (a) $V_{MSB} = 1.75$ V et $V_{LSB} = 1.05$ V ; (b) $V_{MSB} = 1.85$ V et $V_{LSB} = 0.75$ V ; (c) $V_{MSB} = 1.95$ V et $V_{LSB} = 0.5$ V

Expérimentalement, des niveaux équidistants sont obtenus sous l'application des amplitudes $V_{MSB} = 3.5$ V et $V_{LSB} = 2$ V sur le modulateur silicium, à 10 Gbaud. Ces tensions sont ensuite exploitées dans le cadre d'une mesure du BER en back-to-back (à une distance de transmission nulle), pour une puissance optique reçue allant de -8.5 dBm à 2 dBm. Les performances du composant sont comparées à celles d'un modulateur LiNbO_3 commercial fibré d'une bande passante d'environ 35 GHz et d'un V_π d'environ 5 V. Pour ce faire, le modulateur commercial est substitué au modulateur silicium sur le montage représenté dans la Fig. 3.17, et les tensions appliquées y sont ajustées à $V_{MSB} = 1.65$ V et $V_{LSB} = 0.95$ V. Le SOA est également retiré du montage, les pertes d'insertion du modulateur commercial étant plus faibles. La Fig. 3.19 représente les taux d'erreurs mesurés avec chaque composant. Le modulateur silicium permet d'atteindre le seuil requis pour les codes correcteurs d'erreurs feed-forward dits « hard decision » (HD-FEC) de 3.8×10^{-3} pour puissance reçue minimale de -6 dBm, et « KP4 » (KP4-FEC) de 2.2×10^{-4} pour une puissance reçue minimale de -3.4 dBm.

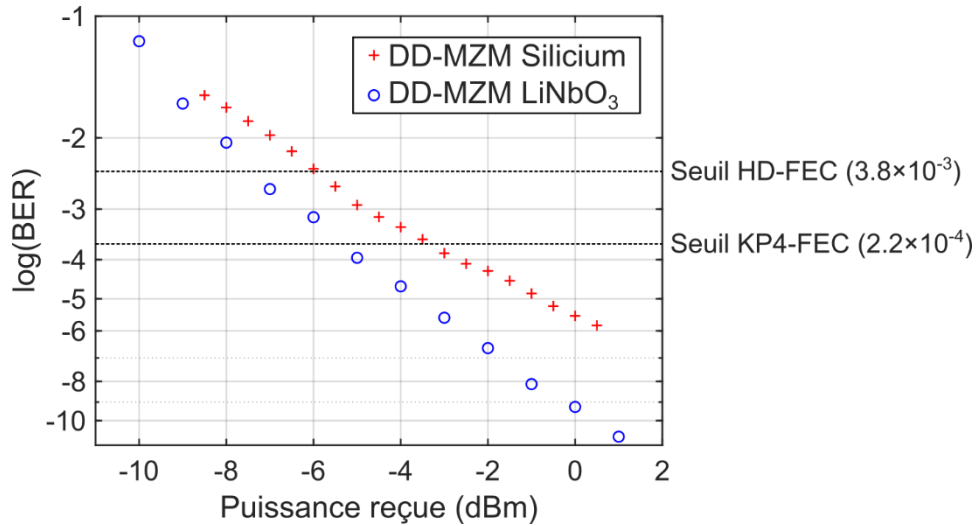


Figure 3.19 - Taux d'erreur binaire mesurés à 10 Gbaud (20 Gb/s) avec le DD-MZM en silicium (croix rouges) et le DD-MZM en LiNbO₃ (croix bleues), en fonction de la puissance optique reçue.

On constate d'autre part une pénalité d'environ 2 dB au niveau du seuil KP4-FEC pour le modulateur silicium. Pour mieux comprendre l'origine de cette pénalité, des diagrammes de l'œil associés à chaque modulateur sont représentés sur la figure 3.20, pour une puissance reçue de 0 dBm. On remarque des temps de transition plus longs pour le MZM silicium, caractéristiques d'une bande passante plus réduite. Également, le bruit est plus élevé pour ce dernier, provenant de l'émission spontanée générée et amplifiée par le SOA supplémentaire.

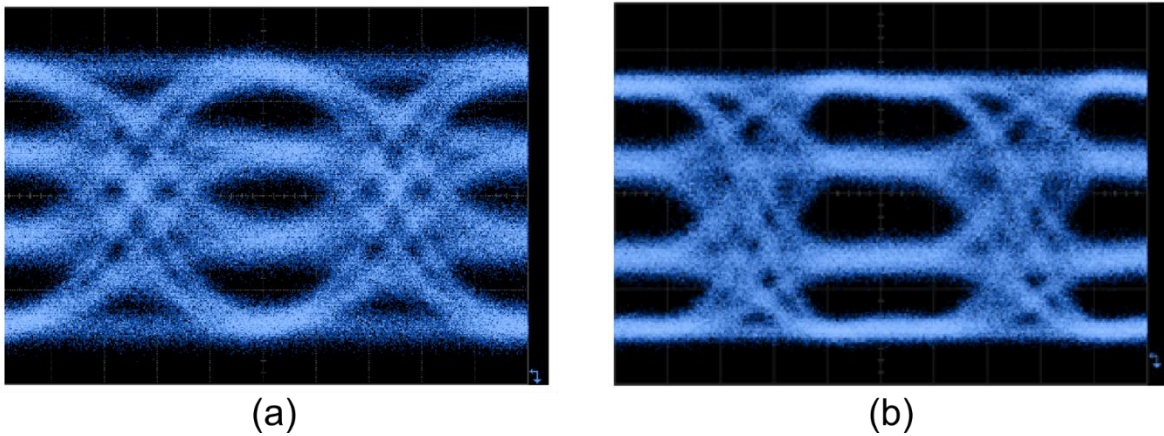


Figure 3.20 - Diagrammes de l'œil PAM-4 obtenus à une puissance reçue de 0 dBm à 10 Gbaud (20 Gb/s) avec le modulateur silicium (a) et LiNbO₃ (b).

Nous avons ainsi démontré la génération d'un signal PAM 4 à 20 Gbit/s en utilisant un MZM silicium. De manière intéressante la structure retenue (DD-MZM) présente une grande flexibilité, car elle permet au choix la génération de signal OOK, PAM-4 ou QPSK [121], et ces méthodes de génération peuvent également s'appliquer à des débits binaires plus élevés, en optimisant la conception des modulateurs de phase.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons détaillé le contexte de l'utilisation de modulateurs intégrés en bande O pour des télécommunications optiques à courtes et moyennes portées (< 10 km) typiques des liens intra- et inter-datacenters, et le format PAM-4 choisi pour ces communications à l'avenir. Les modulateurs silicium constituant une option de choix pour ce type d'applications, du fait de leur petite

taille et leur faible coût de fabrication à large échelle, de nombreux travaux de recherche ont porté sur leur utilisation pour la génération d'un signal PAM-4 ces dernières années. En particulier, la génération du signal à partir de deux signaux binaires, évacuant la nécessité d'un DAC électronique, s'avère intéressante pour l'avenir des télécommunications. Néanmoins, l'essentiel des démonstrations ont été faites en bande C, bien que les liens hauts débits à faibles distance se destinent à la bande O. J'ai donc étudié expérimentalement la génération d'un signal PAM-4 à partir d'un DD-MZM en silicium sans DAC et en bande O. Les non-linéarités dues aux effets physiques dans les modulateurs de phase à déplétion de porteurs nécessitent l'emploi d'une modélisation numérique afin d'optimiser les signaux binaires à appliquer sur la structure. Les performances du DD-MZM en silicium en back-to-back à 10 Gbaud (20 Gb/s) ont permis d'atteindre les seuils de BER de 3.8×10^{-3} et 2.2×10^{-4} correspondant aux seuils correcteurs d'erreurs HD-FEC et KP4-FEC pour des puissances reçues de -6 dBm et -3.4 dBm respectivement. Une pénalité d'environ 2 dB a été obtenue en comparaison avec le signal généré par un modulateur commercial fibré en LiNbO_3 , attribuée à une plus faible bande passante, et la nécessité d'utiliser un amplificateur optique supplémentaire pour compenser de plus fortes pertes d'insertions.

Chapitre 4 : Génération de peignes de fréquences par des modulateurs électro-optiques en silicium

Bien qu'initialement développés principalement pour les télécommunications optiques, les modulateurs électro-optiques sont des composants essentiels, également employés dans des applications plus émergentes, comme la radio sur fibre, l'optique micro-ondes ou la génération de peignes de fréquences. Les peignes de fréquences sont des outils technologiques ayant permis de nombreuses avancées scientifiques. En particulier, la métrologie s'est vue révolutionnée par leur apparition [40,41,123–125]. Mais leur champ d'application s'étend aujourd'hui à de très nombreux domaines parmi lesquels on trouve la spectroscopie [30,37,43,42,126–139], les télécommunications [34,49,48,140–144], la mesure active de distances, de vitesses ou de vibrations [46,47,145], l'optique micro-ondes [39,50,51], l'imagerie et l'holographie [45,146], la calibration de spectrographes astronomiques pour la détection d'exoplanètes [54,147], ou encore le neuromorphisme [53].

Un peigne de fréquences est défini comme un spectre optique contenant un ensemble de raies laser séparées périodiquement par intervalle fréquentiel fixe, et mutuellement cohérentes. Différentes propriétés caractérisent un tel spectre : l'intervalle fréquentiel entre les raies, le nombre de raies dans une plage de puissance donnée, et la forme de l'enveloppe du peigne. Il existe différentes méthodes pour générer un peigne de fréquences : les laser à modes verrouillés en phase [148], les effets d'optiques non-linéaires, en particulier dans les micro-résonateurs [35], ou encore la modulation électro-optique [36], chacune conduisant à des formes, des intervalles et des nombres de raies différentes. Des conditions ou des valeurs particulières pour chaque caractéristique du peigne sont généralement imposées par les applications. Toutefois, on peut identifier deux exigences qui se retrouvent dans une large majorité d'utilisations. On remarquera en effet qu'il est généralement préférable pour un peigne de comporter un nombre important de raies, et que ces raies possèdent la même puissance, c'est-à-dire que l'enveloppe du peigne soit plate en son sommet (on parle alors de peigne « plat »).

Dans ce chapitre, je discuterai dans un premier temps les spécificités de la génération des peignes de fréquences par voie électro-optique et l'état de l'art des modulateurs silicium pour leur génération. Les démonstrations existantes à ce jour montrent de fortes limites dans les caractéristiques des peignes générés. J'étudie donc dans la suite du chapitre deux possibilités pour tenter de lever ces limites. Une première étude numérique vise à évaluer numériquement les performances de deux structures destinées à la génération de peignes plats. Une seconde étude porte sur le dimensionnement et la conception d'un modulateur pour la génération d'un peigne électro-optique plus large-bande. Enfin, j'ai utilisé des modulateurs silicium dans une expérience de spectroscopie par interférométrie à deux peignes, étant l'une des principales applications des peignes de fréquences, et les résultats expérimentaux sont présentés dans une dernière partie.

4.1 Peignes de fréquences électro-optiques

4.1.1 Généralités et théorie

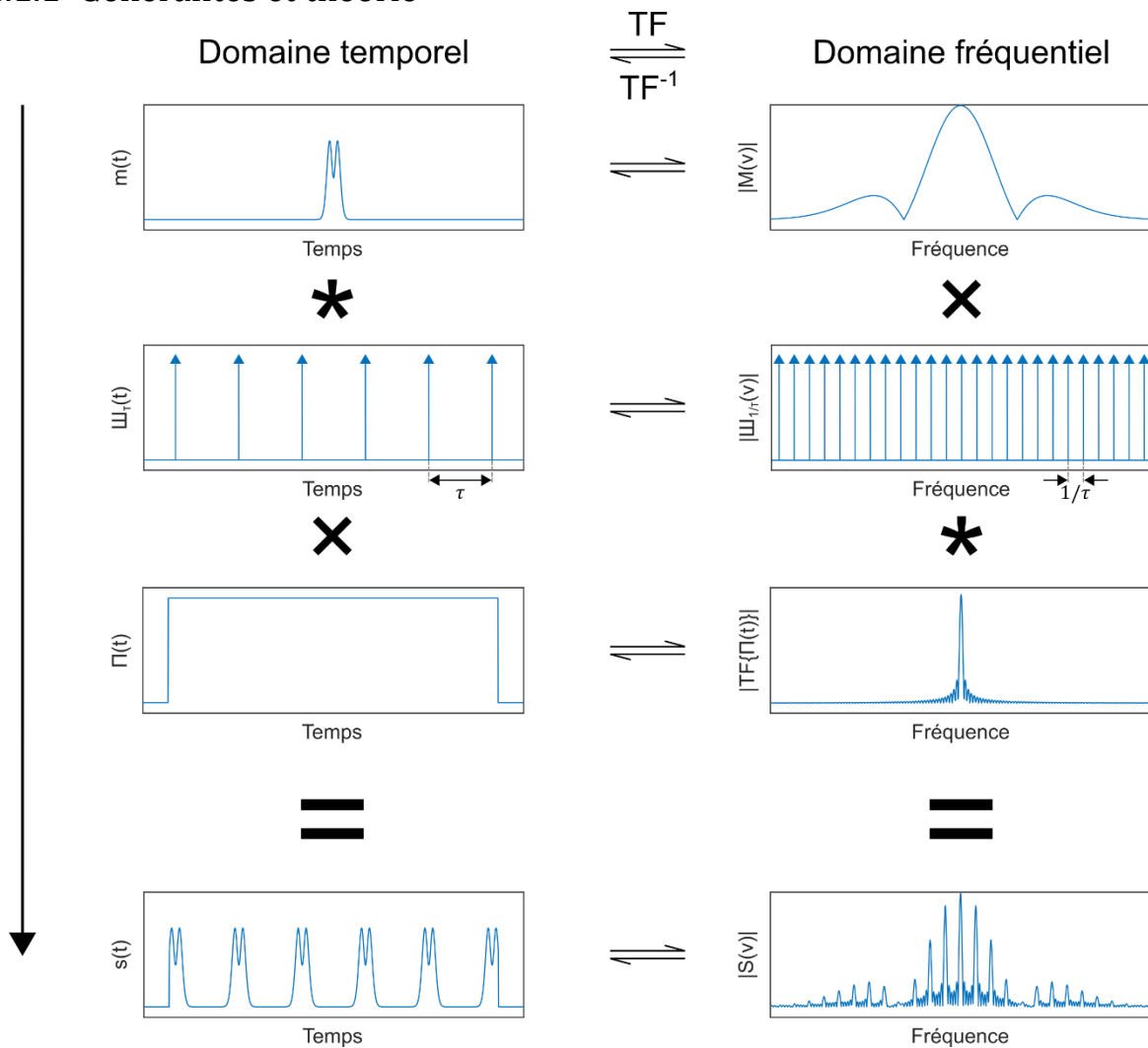


Figure 4.1 – Sur la colonne de gauche (de haut en bas) est représentée graphiquement l'équation (4.1) pour un exemple de motif donné $m(t)$. Sur la colonne de droite, c'est l'équation (4.3) qui est représentée, faisant apparaître les transformées de Fourier de chaque fonction impliquée. Le symbole \times désigne le produit et le symbole $*$ la convolution.

La structure des peignes de fréquences peut être comprise par le fait qu'un signal périodique dans le domaine temporel admet une décomposition en série de Fourier. Dans le domaine fréquentiel, les composantes de la série (les harmoniques) se situent alors à des multiples de la fréquence de répétition du signal temporel. L'intervalle entre les raies d'un peigne de fréquences est donc parfois directement appelé taux de répétition. Mathématiquement, un motif $m(t)$ se répétant indéfiniment au cours du temps avec une période τ s'écrit comme la convolution du motif par un peigne de Dirac $\mathbb{I}_\tau(t)$, de période τ . En pratique les signaux périodiques sont d'une durée limitée. Une manière de représenter cette limitation mathématiquement est de fenêtrer le signal périodique infini dans le temps en le multipliant par une fonction de fenêtrage (fonction intégrable) $\Pi(t)$. L'expression d'un signal contenant un motif répété à une cadence τ sur une fenêtre temporelle limitée est donc :

$$s(t) = [m(t) * \mathbb{I}_\tau(t)] \times \Pi(t) \quad (4.1)$$

Avec :

$$\mathbb{I}_\tau(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(t - k\tau) \quad (4.2)$$

Où $\delta(t)$ est la distribution de Dirac, \times est le symbole du produit et $*$ est le symbole de la convolution. Un exemple de motif $m(t)$ est représenté graphiquement l'équation (4.1) sur la colonne de gauche de la figure 4.1. En exploitant les propriétés de la transformation de Fourier : $TF\{A(t) \times B(t)\} = TF\{A(t)\} * TF\{B(t)\}$ ainsi que $TF\{A(t) * B(t)\} = TF\{A(t)\} \times TF\{B(t)\}$, la transformée de Fourier du signal $s(t)$ peut s'exprimer comme

$$S(\nu) = [M(\nu) \times \mathbb{I}_{1/\tau}(\nu)] * TF\{\Pi(t)\} \quad (4.3)$$

Cette expression est représentée graphiquement sur la colonne de droite de la figure 4.1. Le spectre du signal est donc un peigne de fréquences dont l'enveloppe est la transformée de Fourier du motif, et dont chaque raie est la transformée de Fourier de la fonction de fenêtrage. Pour simplifier les prochaines expressions mathématiques, nous négligerons le fenêtrage temporel $\Pi(t)$ qui n'a pour effet que d'élargir les raies du peigne, et nous considérerons des signaux répétitif $s(t)$ de durée théoriquement infinie. L'espacement fréquentiel entre les raies du peigne ou taux de répétition correspond à l'inverse de la période temporelle.

La modulation électro-optique constitue donc un moyen de générer de nouvelles fréquences optiques sous forme d'un peigne de fréquences. En effet, le champ électrique d'une onde électromagnétique issu d'un laser, oscillant à une fréquence optique ν_0 , modulé par un signal périodique $s(t)$, s'exprime (en négligeant les bruits de phase et d'intensité du laser, et en notation complexe) :

$$E(t) = E_0 \exp(i2\pi\nu_0 t) \times s(t) \quad (4.4)$$

Sa transformée de Fourier vaut :

$$E(\nu) = E_0 \delta(\nu - \nu_0) * S(\nu) \quad (4.5)$$

Le spectre d'intensité optique se calcule ensuite comme $I(\nu) = |E(\nu)|^2$. En pratique, les bruits de phase et d'amplitude du laser donnent au champ électrique une certaine largeur spectrale à l'entrée du modulateur. Le champ est alors décrit par une distribution différente d'un Dirac, et cette largeur initiale se propage aux différentes raies du peigne par convolution. Néanmoins, si les raies du signal modulant $S(\nu)$ présentent une haute cohérence mutuelle, le processus de convolution assure que cette cohérence mutuelle se maintient dans le domaine optique. Un peigne de fréquences optique est ainsi généré, autour de la fréquence du laser incident.

Ces démonstrations montrent qu'une modulation périodique à une fréquence ν_m du champ électromagnétique s'interprète par un transfert d'énergie optique depuis la fréquence du laser incident ν_0 , aux fréquences $\nu_0 + k\nu_m$ où k est un entier relatif. La génération de peigne de fréquences par simple modulation présente donc un avantage important sur les autres techniques exploitant des cavités : le taux de répétition correspond à la fréquence de modulation, ainsi l'espacement entre les raies peut être choisi arbitrairement dans la bande passante électro-optique du modulateur. D'autre part, la fréquence centrale du peigne correspond à la fréquence du laser entrant, celle-ci peut être accordée librement dans la bande passante optique du modulateur, généralement très large. Dans des micro-résonateurs ou des lasers à blocage de mode, le taux de répétition est toujours fixé par l'intervalle spectral libre de la cavité, qui dépend essentiellement de paramètres géométriques, des

matériaux, et sont difficilement contrôlables. Cependant, certaines formes de modulation ne transfèrent l'énergie du laser qu'à une seule ou deux raies, c'est le cas lorsque $s(t)$ s'écrit sous une forme proche de $A \times \exp(i2\pi\nu_m t) + c.c.$ où A désigne un nombre complexe et $c.c.$ le complexe conjugué de ce terme (uniquement dans le cas où $s(t)$ est réel). Par exemple, la modulation d'amplitude sinusoïdale, ou la modulation de phase en dents de scie dans certaines circonstances [149], ne favorisent pas la génération de nombreuses raies.

Une possibilité pour s'assurer que l'énergie se répartisse dans plusieurs raies est d'appliquer une tension contenant déjà de multiples harmoniques, par exemple sous formes d'impulsions temporelles, sur un modulateur d'amplitude linéaire. Cette technique possède un inconvénient : les harmoniques du signal incident seront affectées par fonction de transfert dynamique du modulateur, la bande passante limite alors le taux de répétition accessible. En outre, dans la perspective de pouvoir intégrer des générateurs de peignes facilement accordables sur puce, il est plus intéressant de considérer un système simple exploitant une tension sinusoïdale (sous la forme $A \cos(\omega_m t + \theta_m)$). Dans ce contexte, une transformation non-linéaire de la tension sinusoïdale en un signal $s(t)$ contenant des harmoniques est requise. Par définition, une transformation non-linéaire peut être décrite sous la forme d'un polynôme de degré supérieur à 1. Soit $s(t)$ s'exprimant comme un polynôme de degré $N (> 1)$ de la tension sinusoïdale :

$$s(t) = \sum_{n=0}^N a_n [A \cos(\omega_m t + \theta_m)]^n \quad (4.6)$$

Où a_n est le coefficient associé au terme d'ordre n . On peut noter que :

$$\begin{aligned} \cos^n(\omega_m t) &= \left\{ \sum_{k=0}^{n/2} \binom{n}{k} \frac{\cos([n-2k][\omega_m t + \theta_m])}{2^{n-1}} \right\} - \frac{1}{2^n} \binom{n}{n/2} \quad \text{si } n \text{ est pair} \\ \cos^n(\omega_m t) &= \sum_{k=0}^{(n-1)/2} \binom{n}{k} \frac{\cos([n-2k][\omega_m t + \theta_m])}{2^{n-1}} \quad \text{si } n \text{ est impair} \end{aligned} \quad (4.7)$$

Où la notation $\binom{n}{k}$ représente le coefficient binomial k parmi n . Les termes pour lesquels $n - 2k \neq 0$ ou 1 représentent donc des harmoniques dans l'équation (4.6). L'opération des modulateurs de phase pure, des modulateurs Mach-Zehnder, et des modulateurs en anneau, décrites respectivement par les équations (2.1), (2.13) et (2.24), constituent toutes trois des transformations non-linéaires de la tension, exprimables sous forme polynomiale par un développement de Taylor. Ces différents modulateurs sont donc utilisables en tant que générateurs de peignes de fréquences sous l'application d'une tension sinusoïdale.

Comme évoqué précédemment, on constate alors l'avantage d'envoyer une tension monofréquence sur un modulateur non-linéaire plutôt que d'envoyer un signal impulsif sur un modulateur linéaire. Pour s'en convaincre, prenons par exemple un modulateur dont la fonction de transfert est plate jusqu'à 10 GHz et chute au-delà. Si un train d'impulsion électrique est appliqué sur un modulateur linéaire, le peigne optique généré sera très différent suivant que le taux de répétition du train vaille 1 GHz ou bien 10 GHz, car le signal à 10 GHz verra toutes ses harmoniques fortement atténuées par la bande passante du modulateur. En revanche, pour la modulation non-linéaire par une tension sinusoïdale, la puissance des harmoniques ne dépend que de l'indice de modulation (A) et des non-linéarités du modulateur (a_n). Les non-linéarités sont structurelles et ne dépendent pas de la rapidité du modulateur, quant à l'indice de modulation, il ne dépend de la fonction de transfert qu'à la fréquence de la tension modulante. Ici entre 1 et 10 GHz, cette fonction de transfert étant supposée plate, la forme du peigne généré ne sera donc aucunement affectée sur toute cette plage de fréquence.

D'après l'équation (4.7), un terme d'ordre n dans l'équation (4.6) contribue non seulement à l'harmonique de rang n , mais également à plusieurs harmoniques de rang inférieur à n , et l'équation (4.6) peut contenir une infinité de termes. Cela rend non-trivial le calcul du poids et de la phase d'une harmonique en particulier. Toutefois, les structures modulantes mentionnées précédemment reposent à la base sur une modulation de phase sinusoïdale. Pour un modulateur de phase linéaire¹, le développement de Jacobi-Anger est plus approprié que le développement de Taylor. En posant $s(t) = \exp(im_\phi \sin(\omega_m t + \theta_m))$, il vient :

$$s(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(m_\phi) \exp(in[\omega_m t + \theta_m]) \quad (4.8)$$

Où $J_n(m_\phi)$ est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre n , évaluée en m_ϕ . Le poids de l'harmonique d'ordre n est ainsi directement donné par $J_n(m_\phi)$, où m_ϕ représente l'indice de modulation de phase.

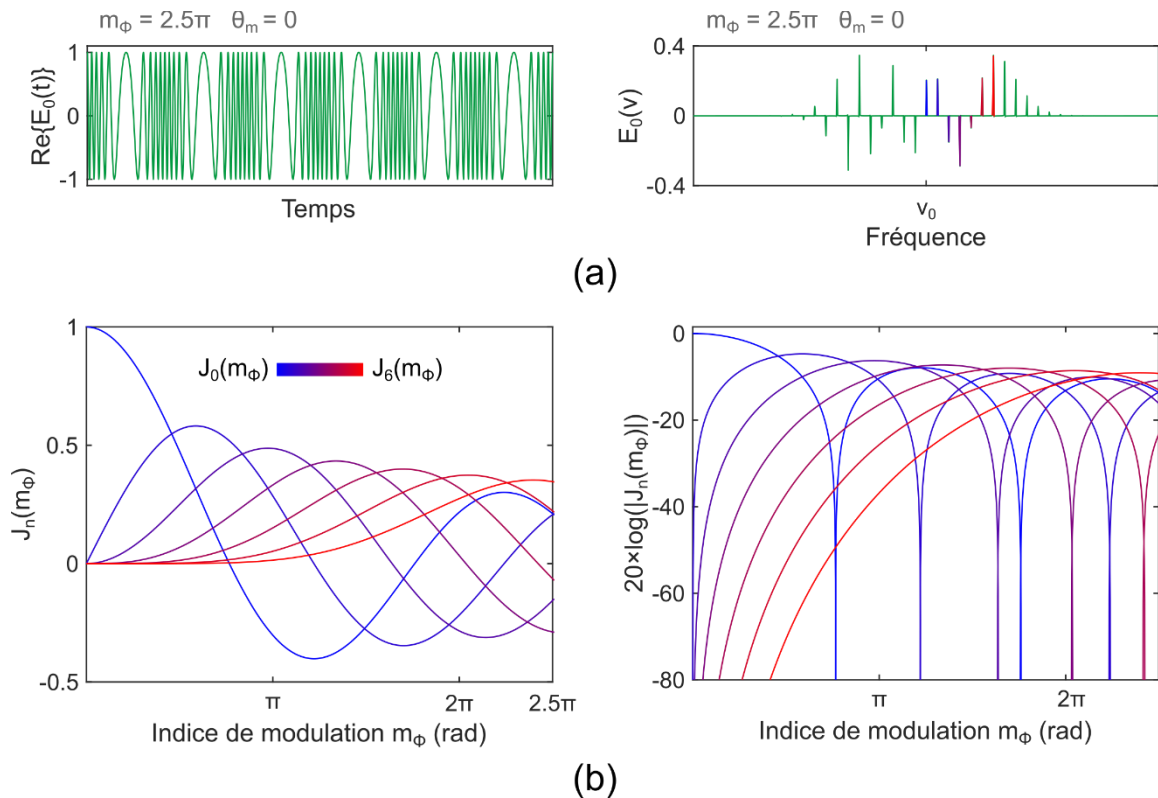


Figure 4.2 - (a) Exemple d'un champ électrique oscillant à une fréquence ν_0 , modulé en phase avec un indice de modulation de 2.5π , dans les domaines temporel et spectral. Les composantes apparaissant dans le spectre autour de ν_0 sont pondérées par des coefficients de Bessel. (b) Fonctions de Bessel de première espèce, d'ordre 0 (bleu) à 6 (rouge), représentées en échelles linéaire (gauche) et logarithmique (droite). Les composantes pondérées par ces coefficients sont identifiées par les couleurs correspondantes sur la figure (a).

À titre d'exemple, la figure 4.2 (a) montre un champ électrique $E(t)$ initialement oscillant à une fréquence ν_0 , modulé par $s(t)$, avec $m_\phi = 2.5\pi$ et $\theta_m = 0$ (un rapport ω_m/ν_0 irréaliste a été utilisé pour une meilleure visualisation du signal temporel). Sa transformée de Fourier numérique (FFT) est calculée et représentée autour de ν_0 , en échelle linéaire. En représentant les fonctions de Bessel d'ordre 0 à 6 (Fig. 4.2 (b)), on retrouve effectivement le poids des premières harmoniques obtenues

¹ Ici, le terme linéaire caractérise le modulateur de phase tel que défini au chapitre 2, c'est-à-dire qu'il qualifie la relation entre le déphasage optique induit et la tension appliquée. Cependant la modulation de phase en elle-même, décrite par l'opération $f(x) = \exp(ix)$ n'est pas linéaire en x (représentant ici la phase), un développement de Taylor de l'exponentielle donnerait en effet des termes d'ordre supérieur à 1 contribuant à la génération d'harmoniques.

par FFT à $m_\phi = 2.5\pi$. Un constat pouvant être fait en observant les fonctions de Bessel est que la répartition de puissance dans les différentes raies est très variable suivant l'indice de modulation. D'après la représentation logarithmique, on voit également qu'une élévation de l'indice de modulation s'accompagne de l'apparition de raies d'ordre de plus en plus élevé dans le spectre d'intensité (cette tendance se maintient avec les fonctions d'ordres supérieurs non-représentées).

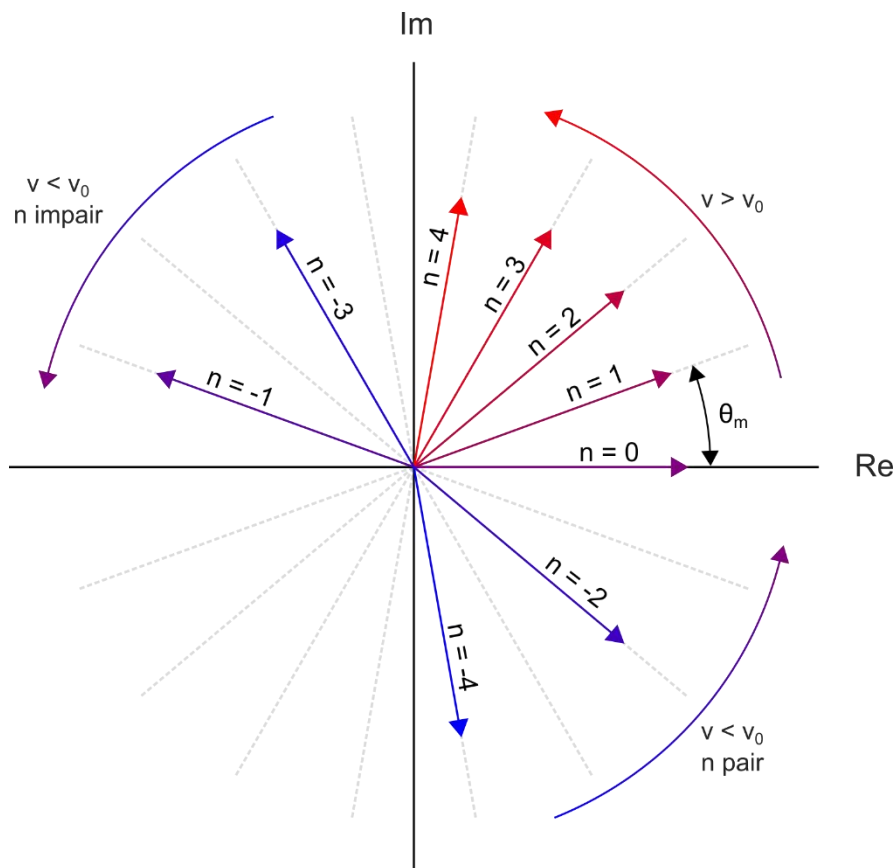


Figure 4.3 - Représentation des raies de rangs -4 à 4 sur le plan complexe, pour $\theta_m \neq 0$ (l'amplitude des harmoniques est égalisée et les coefficients $J_n(m_\phi)$ sont supposés positifs pour une meilleure lisibilité). Comme pour une modulation d'amplitude, une phase à l'origine θ_m non nulle du signal modulant dans le domaine temporel a pour effet d'enrouler les composantes du peigne sur le spectre. Les flèches courbes représentent cet enroulement pour une valeur croissante de n , laissant deviner une hélice pour $v > v_0$, et une double hélice pour $v < v_0$.

Mais l'équation (4.8) renseigne également sur la phase des composantes générées. En sachant que $J_{-n}(m_\phi) = (-1)^n J_n(m_\phi)$, la phase d'une harmonique de rang n , où n est impair et négatif, est $(\pi - n\theta_m)$. Pour toutes les autres harmoniques, la phase vaut $n\theta_m$. Dans l'exemple de la figure 4.2 (a), θ_m valait 0 et le spectre était donc strictement réel. La figure 4.3 représente graphiquement la phase des harmoniques pour n allant de -4 à 4, dans un cas où $\theta_m \neq 0$, et en supposant $J_n(m_\phi) > 0$ (l'amplitude des harmoniques n'est pas respectée sur cette représentation pour une meilleure visibilité). On voit qu'un déphasage du signal électrique (ou un retard temporel), se traduit par un enroulement des raies dans le plan complexe, comme pour une modulation d'amplitude.

Le formalisme de Jacobi-Anger est utile notamment pour comprendre en profondeur la génération d'un peigne en sortie d'un MZM, directement dans le domaine spectral. Chaque modulateur de phase génère un peigne de fréquences. Un déphasage optique sur l'un des bras a pour effet de pivoter toutes les raies d'un peigne d'un même angle, tandis qu'un déphasage électrique enroule les raies d'un peigne de manière hélicoïdale comme représenté sur la Fig. 4.3. Le combineur superpose ensuite les deux spectres (les harmoniques de même rang de chaque peigne se somment sur le plan complexe, et le résultat est affecté d'un coefficient $1/\sqrt{2}$). Dans le cas particulier où le MZM est utilisé en push-pull, l'expression du champ sortant peut être calculée simplement. En choisissant un référentiel temporel

adéquat on peut fixer θ_m à 0 sur l'un des bras. La tension appliquée sur le second bras est en opposition de phase, sa phase est donc $\theta_m = \pi$. Soit les champs électriques E_0 et E_3 respectivement en entrée et en sortie du modulateur, le calcul donne :

$$\begin{aligned} \frac{E_3}{E_0} = & \cos\left(\frac{\theta_{opt}}{2}\right) \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{2n}(m_\phi) \exp(i2n\omega_m t) \\ & + i \sin\left(\frac{\theta_{opt}}{2}\right) \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{2n+1}(m_\phi) \exp(i(2n+1)\omega_m t) \end{aligned} \quad (4.9)$$

Où le déphasage optique est $\theta_{opt}/2$ sur un bras et $-\theta_{opt}/2$ sur l'autre, m_ϕ est l'indice de modulation de phase pour chaque bras. Changer le point de fonctionnement du modulateur (θ_{opt}) revient à maximiser le transfert de puissance sur les harmoniques paires (point de transmission nulle) ou impaires (point du maximum de transmission).

En résumé, les peignes électro-optiques basés sur une modulation de phase sinusoïdale contiennent des raies distantes de la fréquence de modulation, dont les amplitudes dépendent de l'indice de modulation à travers les fonctions de Bessel, et dont les phases dépendent à la fois de la phase de la porteuse optique et de celle du signal modulant. Bien que ces outils théoriques aident à se forger une intuition sur l'aspect et le comportement des peignes de fréquences, ils ne sont qu'approximatifs dans le cas des modulateurs silicium. Sous l'application d'une tension sinusoïdale, les non-linéarités du FCA et du FCPD ne permettent pas l'expression d'une modulation de phase pure, ni purement sinusoïdale. C'est pourquoi le modèle numérique introduit au chapitre 2, prenant en compte la modulation de phase réelle (non-linéaire avec la tension appliquée), la modulation d'absorption associée et la réponse fréquentielle, sera préférentiellement employé pour simuler les peignes de fréquences dans les sections suivantes. Les champs seront calculés numériquement au cours du temps et les spectres optiques seront obtenus par FFT.

Les facteurs de mérites caractérisant un peigne ou un générateur de peigne sont généralement le taux de répétition ν_m , le nombre de raies N_x qu'il contient dans une plage de puissance donnée x (dB), ou sa bande passante $\Delta\nu_x = \nu_m \times N_x$, et l'efficacité de conversion η . Dans le cas des peignes électro-optique, ν_m est accordable dans la bande passante du modulateur, N_x dépend essentiellement de l'indice de modulation, c'est-à-dire qu'il augmente avec l'efficacité du modulateur, sa longueur (s'il n'est pas résonnant) et la ou les tensions appliquées. Enfin, l'efficacité de conversion η est généralement définie comme :

$$\eta = \frac{P_{OUT} - P_{OUT,carrier}}{P_{IN,carrier}} \quad (4.10)$$

Où P_{OUT} désigne la puissance optique sortant du modulateur, $P_{OUT,carrier}$ désigne la puissance contenue dans la porteuse sortant du modulateur, et $P_{IN,carrier}$ désigne la puissance de la porteuse entrant dans le modulateur. En d'autres termes, il s'agit de la proportion de puissance transférée par le modulateur depuis la fréquence du laser vers les autres fréquences. Dans le cas des peignes de fréquences plats, la planéité (ou platitude) du peigne δ_N (dB), est définie comme le ratio maximal de puissance entre deux raies d'un lot de N raies adjacentes, dans une région spectrale où le peigne est supposé être plat.

4.1.2 État de l'art des modulateurs silicium pour la génération de peignes de fréquences

Bien que l'étude et le développement des générateurs de peignes basés sur des modulateurs électro-optiques soit déjà relativement approfondis pour des modulateurs en niobate de lithium [38,77,123,125,150–154], ces travaux en sont encore au stade de prémices sur la plateforme

silicium, la première démonstration datant de 2017. Le tableau 4-1 établit une liste (exhaustive, à ma connaissance) des démonstrations reportées dans la littérature.

Ref. (date)	Structure modulante (jonction)	Efficacité (régime)	Bande passante	Fréquence(s) RF appliquée(s)	Nombre de raies optiques	Planéité
[155] (2017)	RM (PN)	27.5 pm/V (déplétion)	18 GHz	10 GHz	$N_{45\text{ dB}} = 15$	$\delta_5 = 0.86\text{ dB}$
[156] (2018)	RM (PN)	31 pm/V (déplétion) 1 nm/V (injection)	-	10 GHz + 20 GHz	$N_{55\text{ dB}} = 15$	$\delta_5 = 0.7\text{ dB}$
[142] (2018)	RM (PN)	8 pm/V (déplétion)	25 GHz	20 GHz	-	$\delta_3 = 2\text{ dB}$
				25 GHz	-	$\delta_3 = 4\text{ dB}$
				10 GHz + 20 GHz	-	-
[157] (2018)	PM (PIN)	-	-	7.5 GHz	$N_{55\text{ dB}} = 19$	-
				10 GHz	$N_{55\text{ dB}} = 14$	-
				12.5 GHz	$N_{55\text{ dB}} = 12$	-
[158] (2018)	DD-MZM (PN)	5.4 V×cm (déplétion)	16.8 GHz	20 GHz + 40 GHz	-	$\delta_5 < 5\text{ dB}$ (Filtrage externe)
[159] (2019)	SPP-MZMs cascades (PN)	4.2 V×cm (déplétion)	13.1 GHz 10.9 GHz	5 GHz + 15 GHz	$N_{40\text{ dB}} = 16$	$\delta_9 = 3.8\text{ dB}$
				7 GHz + 21 GHz	$N_{40\text{ dB}} = 16$	$\delta_9 = 4.7\text{ dB}$
				10 GHz + 30 GHz	$N_{40\text{ dB}} = 15$	$\delta_9 = 6.5\text{ dB}$
[160] (2020)	RM (PN)	0.6 nm/V (déplétion + injection)	-	7.5 GHz	$N_{55\text{ dB}} = 25$	-
				10 GHz	$N_{55\text{ dB}} = 14$	-
				12.5 GHz	$N_{55\text{ dB}} = 12$	-
				15 GHz	$N_{55\text{ dB}} = 10$	-
[161] (2020)	SPP-MZMs cascades (PN)	0.9 V×cm (déplétion)	13.5 GHz	5 GHz + 15 GHz	-	$\delta_9 = 1.83\text{ dB}$
[162] (2020)	SP-MZM (PN)	0.9 V×cm (déplétion)	16.6 GHz	5 GHz	$N_{55\text{ dB}} = 11$	$\delta_5 = 1.7\text{ dB}$
				8 GHz	$N_{46\text{ dB}} = 9$	$\delta_5 = 1.2\text{ dB}$
				10 GHz	$N_{47\text{ dB}} = 9$	$\delta_5 = 1.9\text{ dB}$
[163] (2020)	RMA-RR (PN)	-	-	1.51 GHz	$N_{60\text{ dB}} = 33$	-
				10 GHz	$N_{60\text{ dB}} = 18$	-
[164] (2020)	RMs cascades (PN)	8.3 pm/V (déplétion) 0.75 nm/V (injection)	5 GHz	10 GHz + 20 GHz	-	$\delta_5 = 3\text{ dB}$
				5 GHz + 15 GHz	-	$\delta_7 = 5\text{ dB}$
[165] (2020)	ME-MZM	1.35 V×cm	14.1 GHz 15 GHz	impulsions		

Tableau 4-1 - État de l'art de la génération de peignes de fréquences par voie électro-optique à partir de modulateurs silicium. RMA-RR : Ring-modulator-assisted-ring-resonator.

Dès les premières démonstrations, des efforts ont été fournis par la communauté en vue d'obtenir une enveloppe plate. Dans pratiquement tous les exemples répertoriés ci-dessus, la génération de peignes plats est motivée par les télécommunications, soit pour réaliser des porteuses destinées au multiplexage en longueur d'onde (WDM) [142,155,158], soit pour la synthèse d'un train d'impulsions

de Nyquist sous forme de sinus cardinaux, c'est-à-dire de peignes dont l'enveloppe est carrée [159,161,162,164]. Ces impulsions particulières sont employées dans le format de modulation OTDM (orthogonal time division multiplexing) ainsi que pour des applications d'échantillonnages ou de filtrage RF [161]. Pour la génération de telles impulsions, l'enveloppe du peigne est jugée plus importante que le nombre de raies qu'il contient [159], des peignes de moins de dix raies peuvent être suffisants.

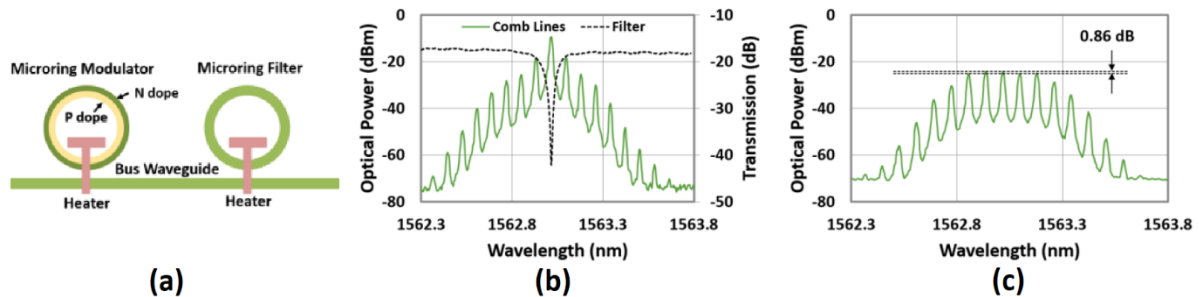


Figure 4.4 - Première démonstration de génération d'un peigne de fréquences à partir d'un modulateur silicium. (a) un modulateur en anneau est cascadié avec un résonateur en anneau. (b) le peigne généré par le modulateur n'étant pas plat, le résonateur est utilisé comme un filtre égaliseur. (c) un peigne plat est obtenu en sortie du filtre. Figures issues de [155]

En 2017, un premier peigne est mesuré expérimentalement et généré à partir d'un modulateur en anneau [155]. Pour aplanir le spectre, un second anneau passif est placé après le modulateur et filtre partiellement les raies centrales du peigne (les plus puissantes) (Fig. 4.4). 5 raies sont ainsi égalisées avec moins d'1 dB d'écart ($\delta_5 = 0.86 \text{ dB}$). Une technique de filtrage similaire est simulée dans la référence [157], et réalisée expérimentalement à l'aide d'un filtre programmable externe à la puce dans [158].

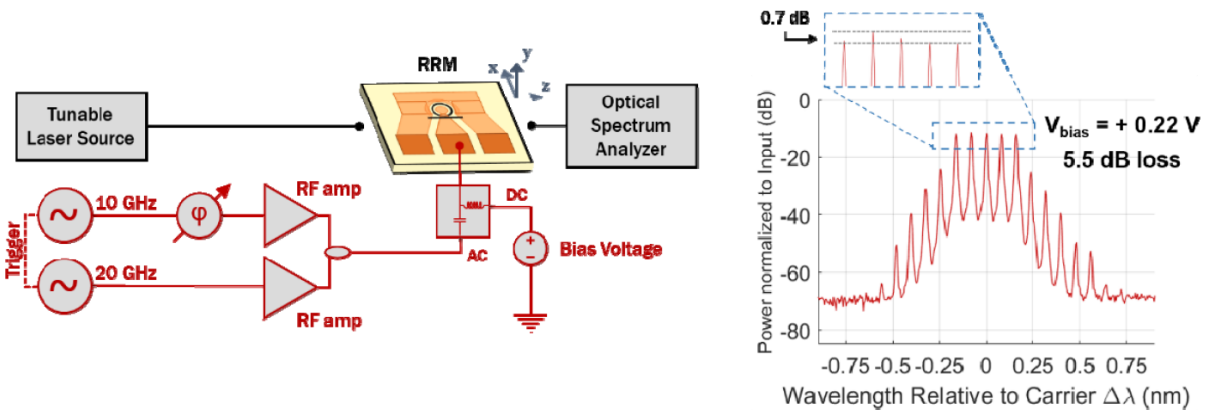
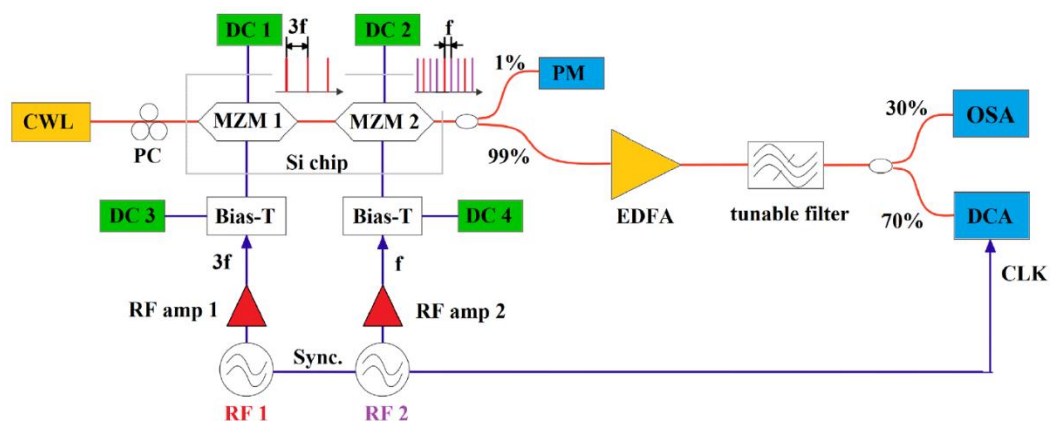


Figure 4.5 - En combinant deux signaux RF à 10 et 20 GHz avant de les envoyer sur le modulateur, 4 bandes latérales de mêmes puissances peuvent être produites. Figures issues de [156].

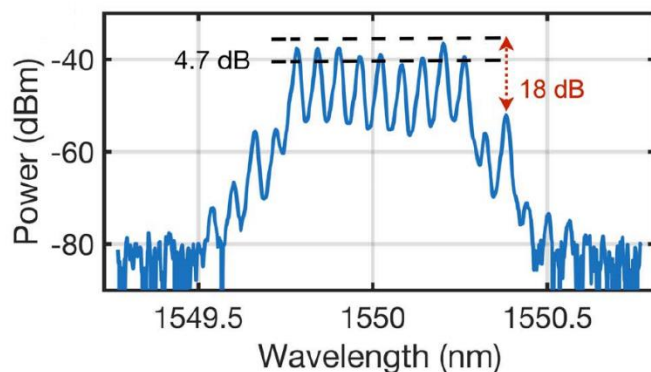
En combinant un signal à 20 GHz et un signal à 10 GHz, une équipe a également obtenu 5 raies à partir d'un modulateur en anneau (Fig. 4.5 [156]). La puissance et le déphasage des signaux électriques ont été réglés pour aplanir les quatre bandes latérales, puis en contrôlant le désaccord fréquentiel entre le laser et la résonance, la porteuse a pu être atténuée au même niveau que les bandes latérales, résultant en une planité de $\delta_5 = 0.7 \text{ dB}$. La même méthode d'atténuation par réglage du désaccord porteuse-résonance est utilisée dans [142] pour égaliser 3 raies. En utilisant un DP-MZM, une expérience analogue a été menée [162] : un des MZMs est consacré à la génération de 4 bandes latérales égales, tandis qu'aucun signal RF n'est appliqué sur le second MZM. Ce dernier est simplement utilisé comme atténuateur variable du laser. La raie laser atténuée est ensuite combinée avec le peigne en sortie du DP-MZM. Sa superposition avec la porteuse du peigne est réglée par un

ultime déphaseur pour équilibrer la raie centrale avec les autres raies, à la fois en phase et en amplitude.

Une autre méthode pour générer plus de raies plates est de cascader deux modulateurs identiques [159,161,164]. Le premier génère 3 raies égales, distantes d'une fréquence $3\nu_m$, et ces trois raies sont injectées dans un second modulateur pour donner chacune un sous-peigne de 3 raies distantes de ν_m . Le peigne final ainsi créé contient 9 raies égales et distantes de ν_m (Fig. 4.6 [159]). La technique se prête bien aux MZMs, mais fonctionne moins avec les modulateurs en anneau, car la résonance du modulateur cascader ne peut pas être alignée simultanément avec les trois raies générées par le premier [164]. Plus rarement des fréquences ν_m et $2\nu_m$ sont appliquées en veillant à maintenir les deux signaux en phase, pour générer 5 à 7 raies.



(a)



(b)

Figure 4.6 - (a) montage $\nu_r - 3\nu_r$ pour la génération d'un peigne de fréquences à 9 raies à partir de deux MZM cascades.

(b) peigne de fréquences obtenu par cette technique avec $\nu_m = 10$ GHz. Figures issues de [159]

Dans l'article [160], les auteurs étudient l'effet thermo-optique introduit par l'application de différentes puissances et fréquences du signal RF sur un modulateur en anneau. Ils montrent en effet que ces deux paramètres peuvent être contrôlés pour accorder la longueur d'onde d'une résonance sur près de 9 nm, pour une puissance RF allant de 19.5 à 24 dBm. L'effet est par ailleurs exploité pour augmenter sensiblement la bande passante du peigne en alignant les résonances de deux RMs cascades.

La planéité de l'enveloppe est une caractéristique importante d'un peigne de fréquences, mais générer un peigne plat n'augmente pas nécessairement le nombre de raies totales émergeant du bruit. Comme expliqué dans la partie précédente, une technique pour obtenir plus de raies est d'appliquer des impulsions de tensions contenant dès l'origine un grand nombre de raies. Cette pratique a notamment été exploitée dans la référence [165], où deux trains d'impulsions gaussiennes ultrabrèves furent

envoyées avec un léger délai sur les deux segments d'un ME-MZM. Une autre méthode est d'augmenter l'indice de modulation de phase (Fig. 4.2 (b)). Dans certaines démonstrations, les modulateurs sont utilisés en régime d'injection dans ce but, mais bien que les simulations dans [157] montrent qu'un modulateur de phase de 1 cm permettrait de générer plus de 35 raies, la lenteur de ce régime limite fortement la rapidité des modulateurs, c'est le constat fait dans la référence [156]. Enfin, une troisième méthode est de rallonger la longueur de modulation. Les auteurs de l'article [163] présentent un modulateur en anneau couplé à un résonateur (Fig. 4.7). La lumière circulant dans le résonateur interagit plusieurs fois avec le modulateur en anneau et se voit remodulée à chaque passage. Lorsque la fréquence du signal modulant est accordée à l'ISL du résonateur, les battements mesurés électriquement montrent que le spectre optique contient entre 16 et 33 raies, ce qui est jusqu'à présent le plus grand nombre de raies mesurées sur un peigne généré par un modulateur silicium. Toutefois, comme nous le verrons dans la section 4.3, la structure n'est pas dimensionnée pour une utilisation optimale : il aurait fallu pour cela que la fréquence de modulation soit également en accord avec l'ISL du RM lui-même. Le modulateur ayant un rayon de 15 μm , son ISL est probablement bien supérieur aux fréquences synthétisables électriquement.

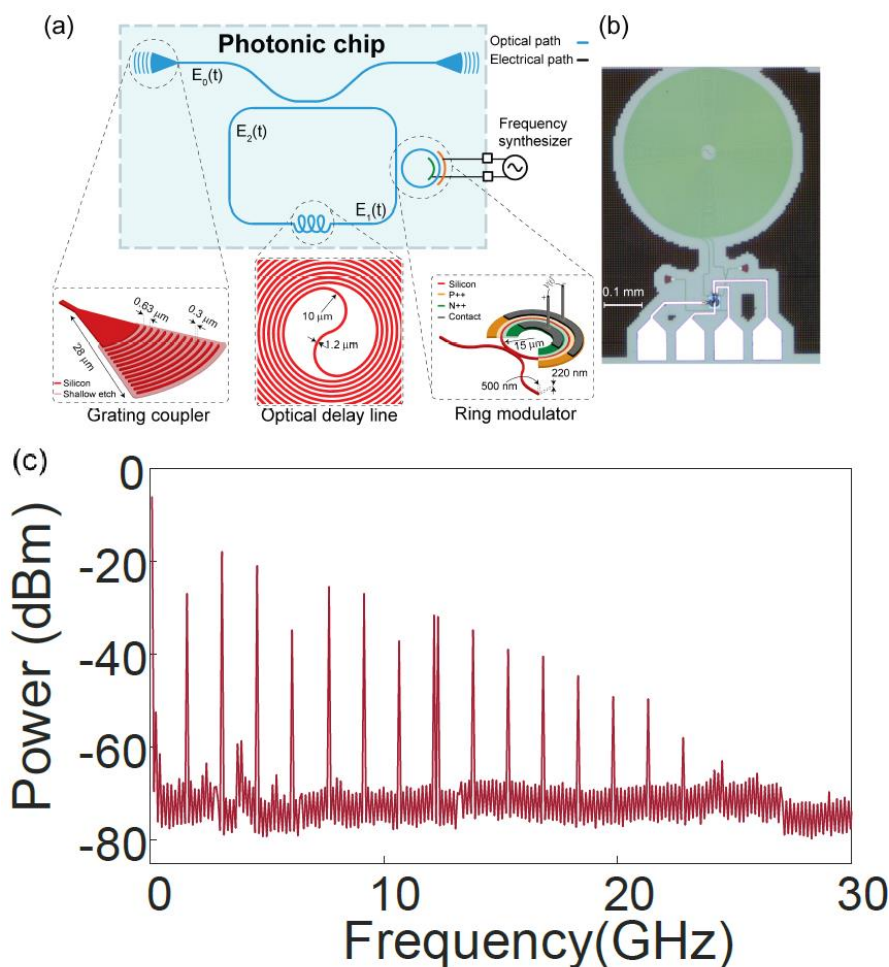


Figure 4.7 - (a) Résonateur en anneau assisté d'un RM (b) microphotographie du composant (c) peigne généré avec cette structure lorsque la fréquence de modulation est accordée avec l'ISL du grand résonateur. Figures issues de [163]

D'après le tableau 4-1, jusqu'ici tous les peignes plats de plus de 3 raies et générés à partir d'une seule fréquence modulante exploitent un filtrage spectral, qui limite à la fois l'accordabilité en termes de taux de répétition et de fréquence absolue du peigne, en plus d'apporter des pertes d'insertions supplémentaires. D'autre part, tous les peignes de plus de 5 raies plates ont requis l'utilisation d'au moins deux fréquences modulantes, ce qui alourdit le système électronique associé au générateur de peigne. Enfin, le plus haut taux de répétition pour un peigne plat de 9 raies est de 10 GHz, essentiellement car la technique de cascade requiert l'application d'harmoniques dont la fréquence

est deux à trois fois le taux de répétition final. Le taux de répétition atteignable par cette méthode n'est donc pas limité par la bande passante directement mais par la moitié ou le tiers de la bande passante (voire moins si la technique est étendue à un multiple supérieur de raies).

Dans ce contexte, la partie 4.2 sera dédiée à l'étude numérique de deux architectures de modulateurs silicium pour la génération d'un peigne plat, par une méthode fondamentalement différente, n'exploitant qu'une seule fréquence de modulation et aucun filtrage optique. Quant au nombre de raies, la section 4.3 traitera de l'étude d'une structure résonante permettant en théorie de battre le record expérimental actuel d'un facteur proche de 3.5. Enfin la flexibilité des peignes de fréquences électro-optiques sera mise en avant dans le cadre d'une application à la spectroscopie par la technique dite de dual-comb.

Avant de présenter ces différents travaux de simulations et expérimentaux, je vais discuter des techniques pour mesurer les peignes de fréquences. J'en profiterai pour valider expérimentalement le modèle numérique dans le contexte de la génération de peigne électro-optique.

4.1.3 Méthodes expérimentales pour la caractérisation d'un peigne de fréquence et mesure d'un peigne généré par un modulateur silicium

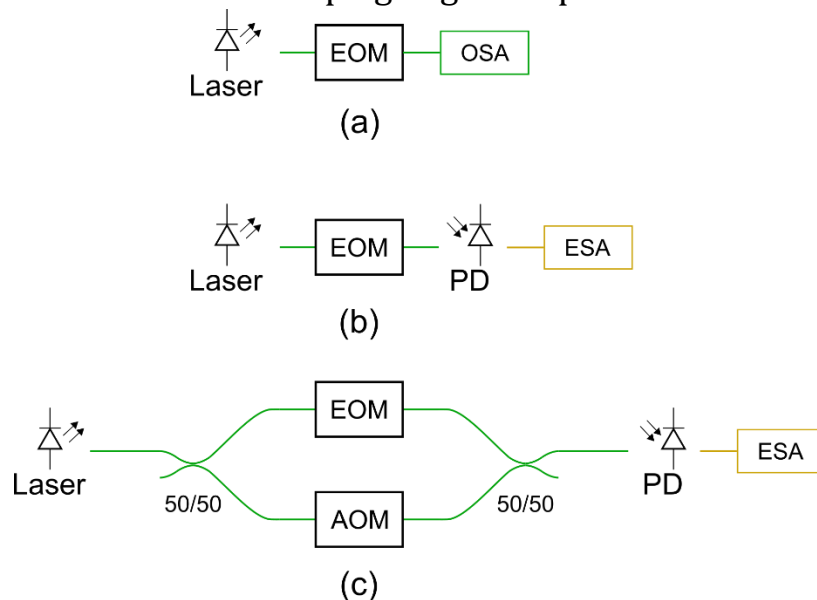


Figure 4.8 - Différents montages expérimentaux destinés à la mesure d'un peigne de fréquences électro-optique, impliquant (a) un analyseur de spectre optique (OSA), (b) un analyseur de spectre électrique (ESA), et (c) un ESA ainsi qu'un modulateur acousto-optique (AOM). EOM : modulateur électro-optique ; PD : Photodétecteur.

Pour mesurer un peigne de fréquences optique, une première solution évidente est d'utiliser un analyseur de spectre optique (Fig. 4.8 (a)), c'est la méthode employée pour pratiquement toutes les mesures de l'état de l'art que nous venons de présenter (partie 4.1.2). Cependant, les analyseurs de spectres optiques standard reposent sur l'optique géométrique (diffraction par un réseau), et offrent une résolution optimale relativement limitée, de quelques dizaines de picomètres. À 1550 nm, cela correspond à quelques GHz (10 pm équivalant à environ 1.25 GHz). Une telle résolution ne permet pas de caractériser convenablement les peignes électro-optiques pour des taux de répétitions de l'ordre que quelques GHz ou moins.

Pour mesurer de tels peignes, une possibilité est d'envoyer la lumière sur un photodétecteur, et d'observer le spectre électrique (RF) du signal généré par le photodétecteur (Fig. 4.8 (b)). Il s'agit notamment de la technique employée dans la référence [163], dont le spectre électrique est rapporté sur la figure 4.7. Pour mieux comprendre, prenons l'exemple de génération de peigne par un MZM. Pour un champ électrique d'entrée oscillant à la fréquence ν_0 exprimé sous sa forme réelle comme :

$$E_{IN}(t) = E_0 \cos(2\pi\nu_0 t) \quad (4.11)$$

En reprenant les notations du chapitre, $\phi_m(t) + \theta_m$ et $\Delta\phi(t) + \Delta\theta$ pour représenter la moyenne et la différence des phases optiques entre les bras, le champ sortant vaut :

$$E_{OUT}(t) = E_0 \cos(2\pi\nu_0 t + \phi_m(t) + \theta_m) \cos\left(\frac{\Delta\phi(t) + \Delta\theta}{2}\right) \quad (4.12)$$

Ce champ étant exprimé sous forme réelle, l'intensité optique détectée vaut $I(t) = 2\langle E_{OUT}(t)^2 \rangle_{1/BW}$ où $\langle \rangle$ représente une moyenne temporelle et $BW \ll \nu_0$ est la bande passante du photodétecteur. Lorsque la modulation est à une fréquence inférieure à BW :

$$I(t) = \frac{E_0^2}{2} [1 + \cos(\Delta\phi(t) + \Delta\theta)] \quad (4.13)$$

$$I(t) = \frac{E_0^2}{2} [1 + \cos(\Delta\theta)\cos(\Delta\phi(t)) - \sin(\Delta\theta)\sin(\Delta\phi(t))] \quad (4.14)$$

En exprimant la modulation de phase comme $\Delta\phi(t) = m \cos(2\pi\nu_m t)$, le développement de Jacobi-Anger donne :

$$I(t) = \frac{E_0^2}{2} \left[1 + \cos(\Delta\theta) \left[J_0(m) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n}(m) \cos(4n\pi\nu_m t) \right] + \sin(\Delta\theta) \left[2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n-1}(m) \cos((2n-1)2\pi\nu_m t) \right] \right] \quad (4.15)$$

L'intensité modulée présente donc des harmoniques. Le signal électrique (courant ou tension) en sortie de la photodiode est proportionnel à l'intensité optique au cours du temps. La densité spectrale de puissance électrique est donc proportionnelle à $[TF\{I(t)\}]^2$ et contient le carré des harmoniques de l'équation (4.15), mesurables sur l'analyseur de spectre électrique. Mais d'après le théorème de Wiener-Khintchine :

$$TF\{I(t)\} = \int_{-BW}^{BW} E_{OUT}(\mu) \overline{E_{OUT}(\nu - \mu)} d\mu \quad (4.16)$$

Avec $E_{OUT}(\nu) = TF\{E_{OUT}(t)\}$. Autrement dit, les harmoniques mesurables dans le spectre RF peuvent aussi se calculer depuis l'autocorrélation de $E_{OUT}(\nu)$. Une harmonique mesurée à une fréquence $n \times \nu_m$ prouve donc l'existence d'au moins deux raies distantes de $n \times \nu_m$ dans le spectre optique. Néanmoins, hormis cette déduction, l'autocorrélation ne permet pas de remonter à l'information complète du spectre optique. Aussi cette méthode consistant à mesurer le peigne de fréquences en détectant directement le signal optique modulé n'est efficace que si le peigne généré est obtenu au moins en partie par une modulation d'intensité. Dans le cas extrême d'une modulation de phase pure, l'intensité optique n'est pas modulée, et sa transformée de Fourier ne présente aucune harmonique (les phases des raies dans le spectre optique sont telles que l'autocorrélation est nulle en dehors de $\nu = 0$ dans ce cas particulier).

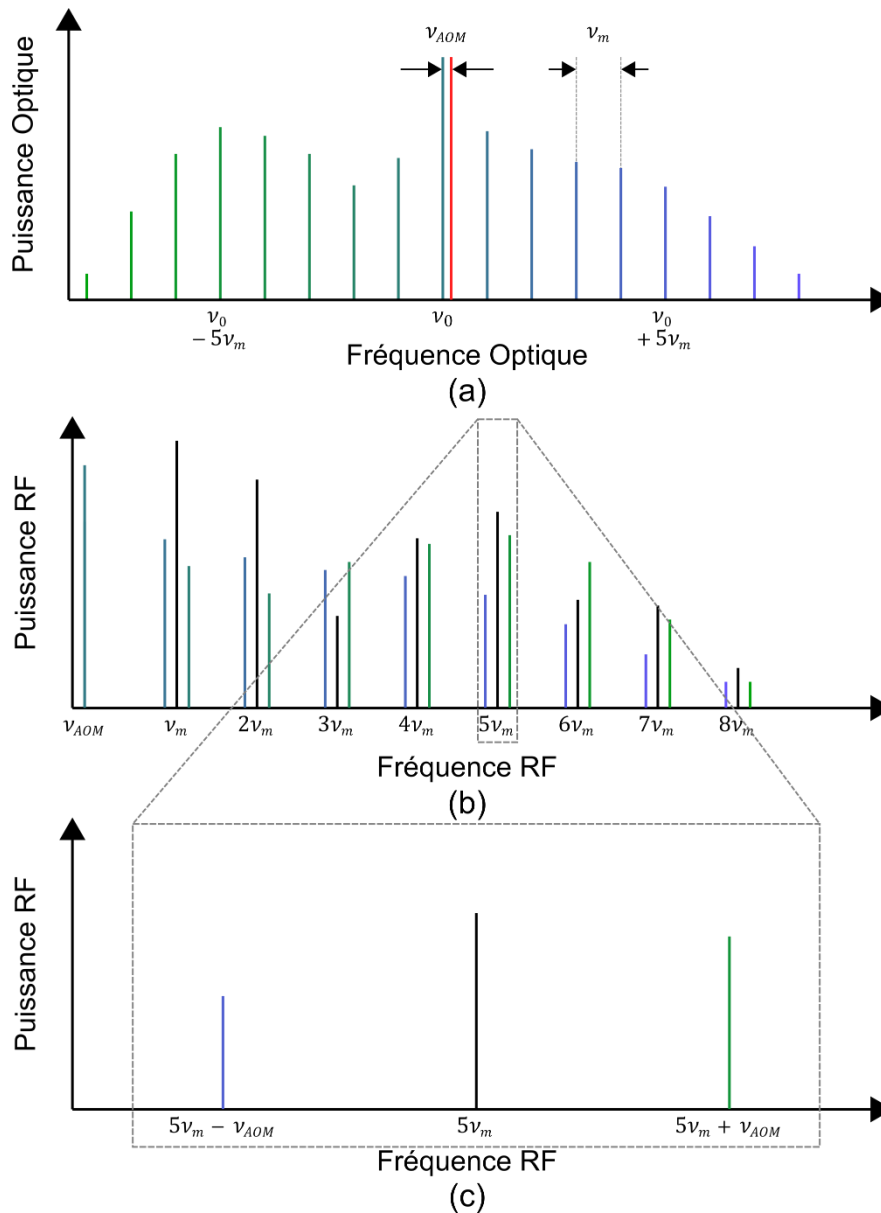


Figure 4.9 - (a) Spectre optique d'un peigne de fréquences (bleu-vert) combiné à une raie laser décalée à d'une fréquence ν_{AOM} (rouge). (b) Le spectre électrique en sortie du photodétecteur contient différents battements autour des fréquences RF $n \times \nu_m$. (c) À la fréquence $n \times \nu_m$, la raie noire correspond à la superposition des battements entre toutes les raies optiques distantes de $n \times \nu_m$. Une raie à $n\nu_m \pm \nu_{AOM}$ (couleur) correspond au battement entre les raies optiques à $\nu_0 \mp n\nu_m$ et à $\nu_0 + \nu_{AOM}$. Ainsi, sur la figure (b), les battements en couleurs correspondent au battement du peigne avec la raie laser décalée, et forment une image du spectre optique replié sur lui-même, mesurable dans le domaine RF.

Une autre méthode permet de lever cette difficulté. Elle consiste à combiner optiquement le peigne de fréquences avec une raie laser dont la fréquence diffère de celles du peigne. Un schéma de principe est représenté sur la Fig. 4.8 (c). Le laser oscillant à la fréquence ν_0 est séparé en deux chemins. Sur l'un des chemins un modulateur électro-optique génère le peigne de fréquences. Sur l'autre chemin se trouve un modulateur acousto-optique. Un signal électrique de fréquence ν_{AOM} est converti en une onde acoustique dans la cellule acousto-optique. Le faisceau laser traversant la cellule est alors défléchi et sa fréquence est décalée à $\nu_0 + \nu_{AOM}$. Les deux faisceaux sont recombinaés et le spectre en sortie de la structure contient le peigne de fréquences centré en ν_0 et la raie laser décalée en $\nu_0 + \nu_{AOM}$ Fig. 4.9 (a). Généralement ν_{AOM} est de l'ordre de quelques dizaines de MHz et est inférieur à l'espacement ν_m des raies du peigne. La lumière est ensuite envoyée sur un photodétecteur. Pour mieux comprendre le signal photo-détecté, considérons uniquement la superposition de deux ondes monochromatiques, à des fréquences ν_1 et ν_2 , dans un champ s'exprimant comme :

$$E_{1+2}(t) = E_1 \cos(2\pi\nu_1 t + \phi_1) + E_2 \cos(2\pi\nu_2 t + \phi_2) \quad (4.17)$$

En mettant cette expression au carré, il vient :

$$E_{1+2}(t)^2 = E_1^2 \cos^2(2\pi\nu_1 t + \phi_1) + E_2^2 \cos^2(2\pi\nu_2 t + \phi_2) + 2E_1 E_2 \cos(2\pi\nu_1 t + \phi_1) \cos(2\pi\nu_2 t + \phi_2) \quad (4.18)$$

En notant $\Delta\nu = |\nu_1 - \nu_2|$; $\Delta\phi = |\phi_1 - \phi_2|$; $\nu_3 = \nu_1 + \nu_2$ et $\phi_3 = \phi_1 + \phi_2$:

$$E_{1+2}(t)^2 = E_1^2 \cos^2(2\pi\nu_1 t + \phi_1) + E_2^2 \cos^2(2\pi\nu_2 t + \phi_2) + E_1 E_2 \cos(2\pi\nu_3 t + \phi_3) + E_1 E_2 \cos(2\pi\Delta\nu t + \Delta\phi) \quad (4.19)$$

La moyenne temporelle de cette expression sur le temps de réponse du photodétecteur donne l'intensité photo-détectée :

$$I(t) = \frac{E_1^2 + E_2^2}{2} + E_1 E_2 \cos(2\pi\Delta\nu t + \Delta\phi) \quad (4.20)$$

On en déduit que la densité spectrale de puissance RF contient une raie à la fréquence $\Delta\nu$. Ce terme, appelé battement, est proportionnel à $E_1^2 E_2^2$ dans le domaine électrique, c'est-à-dire au produit des puissances optiques des deux raies dont il est issu. Dans le cas où la raie laser décalée est combinée au peigne, la $n^{ième}$ raie du peigne de fréquences donne, avec la raie laser décalée à $\nu_0 + \nu_{AOM}$, un battement à la fréquence $|n\nu_m - \nu_{AOM}|$. Ainsi, chaque raie est identifiable par un battement unique (raies colorées sur les Fig. 4.9 (b) et (c)). De plus, la puissance du battement est proportionnelle à la puissance de la raie du peigne. Par conséquent, l'image du peigne optique replié sur lui-même se retrouve dans le spectre RF. Les raies noires situées à exactement $n \times \nu_m$ sur la Fig. 4.9 (b) représentent la superposition de nombreux battements entre les raies du peigne lui-même, que l'on mesure déjà avec le simple montage de la Fig. 4.8 (b), mais qui renseignent peu sur le peigne optique.

J'ai utilisé cette technique de détection hétérodyne pour comparer le modèle numérique d'un modulateur de phase en silicium (tenant compte de la variation d'indice non-linéaire, de la variation d'absorption, et des limitations dynamiques) avec la mesure expérimentale d'un peigne de fréquences, pour une fréquence de modulation allant de 0 à 40 GHz. Le modulateur de phase utilisé expérimentalement provient du lot Q940160Q29 du masque ACTARUS fabriqué par STMicroelectronics et mesure 5 mm de long. Le montage comporte une photodiode 32 GHz Agilent 83440D, un modulateur acousto-optique 40 MHz Gooch & Housego Fiber-Q T-M040-0.5C8J-3-F2S, un synthétiseur RF 40 GHz Anritsu MG3694C, et un analyseur de spectre électrique 40 GHz Anritsu MS2830A. La puissance des battements mesurés est représentée en couleurs (différentes couleurs correspondant à différents ordres $|n|$), et la puissance optique des raies simulées est représentée en noir. Sur la mesure expérimentale, la fonction de transfert dynamique de la photodiode a été retranchée de la mesure. Aussi la puissance délivrée par le synthétiseur RF dépend de la fréquence de modulation, elle a donc été mesurée puis importée dans la simulation pour une modélisation fidèle de la caractérisation expérimentale. On peut remarquer que les courbes expérimentales pour les raies d'ordre $|n|$ s'arrêtent lorsque la fréquence de modulation (ν_m) atteint $40 \text{ GHz}/|n|$. La raison est que les battements à $n\nu_m \pm \nu_{AOM}$ ne sont mesurables que jusqu'à 40 GHz , qui est la plage de mesure de l'analyseur de spectre électrique. La position relative des courbes en termes de puissance dépend essentiellement de l'indice de modulation et des non-linéarités du silicium, tandis que l'évolution des puissances avec la fréquence de modulation dépend des limitations dynamiques du modulateur. L'expérience s'accorde raisonnablement avec la simulation, validant l'aptitude du modèle numérique pour simuler la génération de peignes de fréquences.

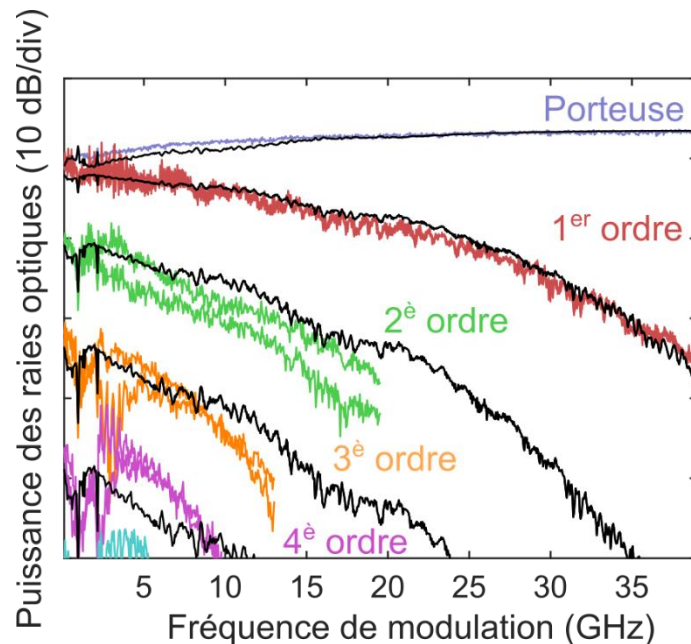


Figure 4.10 – Puissance des raies du peigne optique généré par un PM de 5 mm en fonction de la fréquence de modulation, mesurés expérimentalement (couleur) et simulés numériquement (noir).

4.2 Génération de peignes de fréquences plats

Il existe plusieurs méthodes pour générer un peigne de fréquences dont l'enveloppe contient une région plate. Deux d'entre elles ont été décrites dans la partie précédente : l'utilisation d'harmoniques dans les signaux modulateurs, soit combinées électriquement, soit appliquées sur des modulateurs cascades ; et le filtrage optique. Comme détaillé, l'utilisation d'harmoniques complexifie le système électronique et limite l'accordabilité du taux de répétition du peigne. Quant au filtrage optique, il requiert un alignement du peigne avec le filtre, ce qui fige entièrement ce dernier, ou bien un filtre accordable externe à la puce est nécessaire.

Une autre manière de générer un peigne plat est l'exploitation d'un phénomène optique non linéaire particulier : la génération d'ondes de choc dispersives [44,151,166,167]. En envoyant des impulsions dans un guide à dispersion normale et dans un régime non-linéaire, l'effet combiné de la dispersion et de l'auto-modulation de phase crée un phénomène d'onde de choc (une quasi-discontinuité apparaît aux extrémités de l'impulsion dans le domaine temporel). Le spectre des impulsions subit alors un important élargissement qui s'accompagne d'un aplanissement. Le principe est détaillé dans la référence [167]. Cette méthode est particulièrement intéressante puisqu'elle est peu sensible à la forme des impulsions en entrée et ne pénalise pas l'accordabilité du peigne. Elle nécessite cependant une dispersion contrôlée et une puissance-crête élevée en sortie du modulateur, ou un milieu fortement non-linéaire, pour assurer le régime d'auto-modulation de phase, ainsi qu'une longueur de propagation suffisante. Rassembler toutes ces conditions sur un circuit photonique en silicium compatible CMOS est un défi, mais l'implémentation d'un tel système serait bénéfique pour la plateforme.

Enfin, il existe deux autres façons de générer des peignes de fréquences plats, qui ne requièrent aucune harmonique dans le signal électrique, ni de filtrage ou de non-linéarité optiques, mais uniquement une modulation de phase et d'intensité particulière. La première consiste en une conversion temps-fréquence. Le principe est décrit dans les références [39,168]. Elle repose sur le fait de pouvoir imager une forme d'impulsion comme enveloppe d'un peigne de fréquences dans le spectre, par

l'intermédiaire d'une modulation de phase quadratique au cours du temps, et elle s'implémente par la cascade d'un ou plusieurs modulateurs de phase avec un modulateur d'intensité.

À travers un formalisme asymptotique des fonctions de Bessel, il a été trouvé dans la littérature qu'une autre structure (la structure du DD-MZM) peut être exploitée pour la génération d'un peigne de fréquences plat. Sous un certain agencement des indices de modulation et du déphasage optique entre les bras, les peignes en sortie de chaque bras se superposent pour donner un peigne plat [38].

Ces deux techniques, en particulier la première, se rencontrent couramment à partir de modulateurs en LiNbO_3 [150,153,169–171], mais elles ont également fait l'objet d'une attention particulière dans la communauté des modulateurs intégrés sur la plateforme InP (Indium Phosphide) [172–175]. On ne trouve cependant aucun exemple de leur implémentation sur la plateforme SOI, c'est pourquoi je les étudierai dans ce chapitre. Après avoir détaillé le principe de la conversion temps-fréquence, nous verrons que la structure DD-MZM peut être interprétée sous le même prisme, et que le résultat historiquement découvert par le formalisme asymptotique des fonctions de Bessel équivaut en fait précisément au régime de conversion temps-fréquence classique. Après avoir discuté l'impact des non-linéarités de la variation d'indice et de l'absorption dans les modulateurs de phase en silicium, je proposerai un algorithme pour maximiser le nombre de raies plates pouvant être obtenues avec chaque structure, sur la plage d'accordabilité la plus large possible. Les performances des deux structures seront ainsi comparées, et la possibilité d'augmenter l'accordabilité du générateur en segmentant les électrodes dans une des structures sera finalement considérée.

4.2.1 Structures modulantes et principe de la conversion temps-fréquence

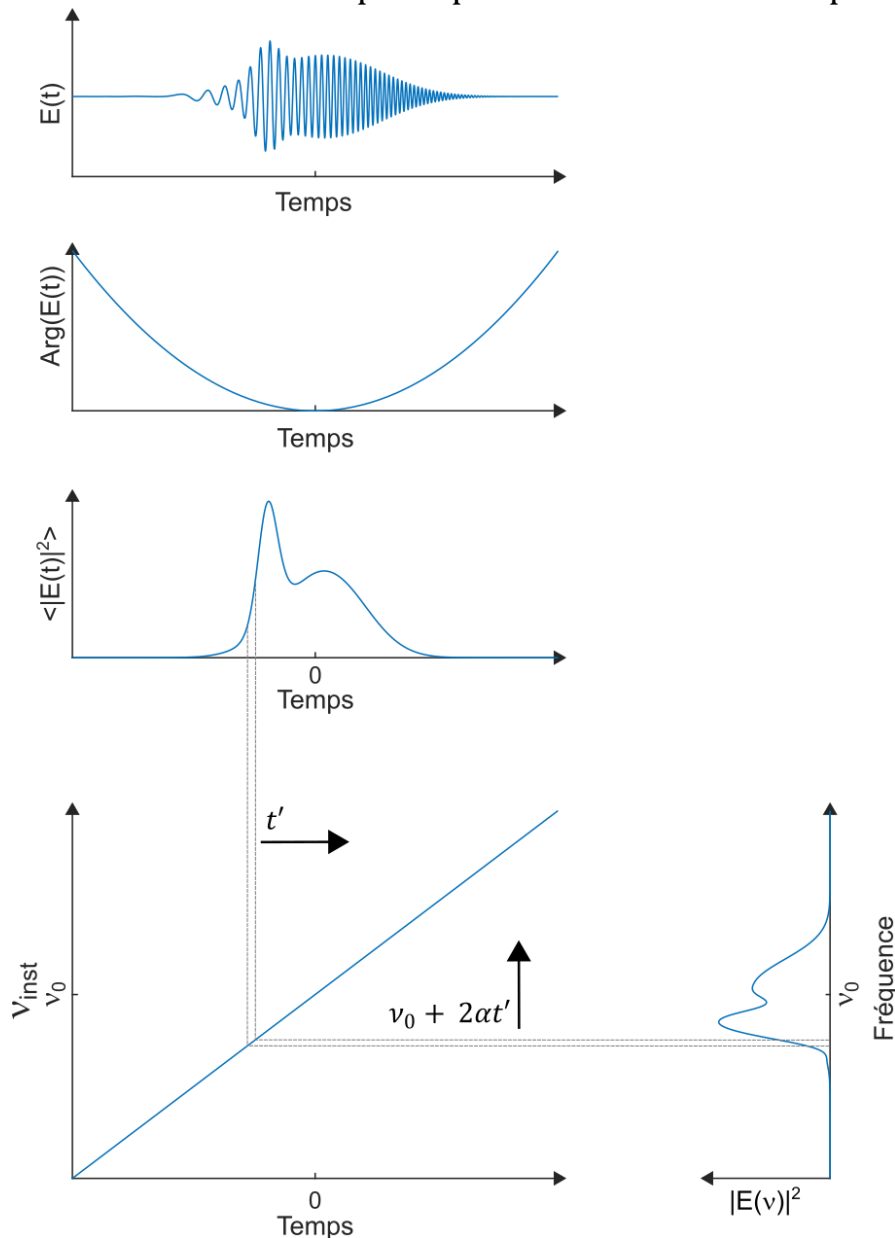


Figure 4.11 - Une impulsion du champ électrique de forme quelconque est modulée en phase quadratiquement au cours du temps, la fréquence instantanée du champ évolue donc linéairement dans le temps. La puissance optique aux alentours d'un instant t' se retrouve autour de $\nu_0 + 2\alpha t'$ dans le spectre, et une image de l'impulsion se forme dans le domaine fréquentiel.

Le principe de la conversion temps-fréquence est le suivant : prenons un champ électromagnétique oscillant à ν_0 et modulé en phase de façon quadratique, c'est-à-dire dont la phase évolue comme le carré du temps. L'expression du champ électrique peut être $E(t) = E_0(t) \exp(i\phi(t))$, où :

$$\phi(t) = 2\pi(\nu_0 t + \alpha t^2) \quad (4.21)$$

Avec α est un réel quelconque. La fréquence instantanée du champ est définie comme la dérivée temporelle de la phase, $\nu_{inst}(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(t)}{dt}$, soit :

$$\nu_{inst}(t) = \nu_0 + 2\alpha t \quad (4.22)$$

On voit que la fréquence instantanée vaut la fréquence du champ non modulé (ν_0), à laquelle s'ajoute un terme proportionnel au temps. L'énergie électromagnétique contenue aux alentours d'un instant t' devrait donc se retrouver dans le spectre optique aux alentours d'une fréquence $\nu_0 + 2\alpha t'$. Par

conséquent, la distribution de l'énergie au cours du temps se trouve imagée sur le spectre optique (Fig. 4.11).

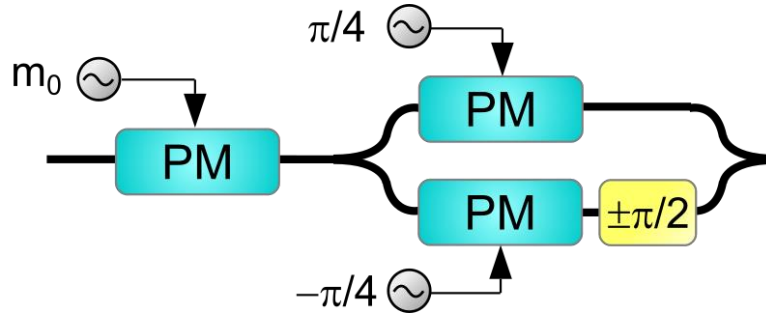


Figure 4.12 - Modulateur de phase suivi d'un MZM en quadrature et configuration push-pull pour la génération d'un peigne de fréquences plat.

Considérons à présent le cas d'un modulateur de phase cascadié à un MZM (Fig. 4.12), où tous les modulateurs de phase sont supposés linéaires. Cette structure sera par la suite nommée PM-MZM. Le champ entrant $E_{IN}(t)$ subit dans un premier temps une modulation de phase sous forme de cosinus, de profondeur m_0 et de fréquence ν_m . Il traverse ensuite un MZM en quadrature et en push-pull. Comme mentionné au chapitre 2, un MZM en push-pull n'affecte dynamiquement que l'amplitude et non la phase du champ entrant. Lorsque la modulation de phase sur l'un des bras du MZM est à la même fréquence et en phase avec celle appliquée sur le PM, et d'indice $\pi/4$, l'expression du champ sortant de la structure se simplifie à :

$$E_{OUT}(t) = E_{IN}(t) \exp(im_0 \cos(2\pi\nu_m t)) \cos\left(\frac{\pi}{4} \cos(2\pi\nu_m t) \pm \frac{\pi}{4}\right) \quad (4.23)$$

Si $E_{IN}(t)$ oscille à une fréquence ν_0 , la fréquence instantanée de $E_{OUT}(t)$ vaut :

$$\nu_{inst}(t) = \nu_0 - m_0 \nu_m \sin(2\pi\nu_m t) \quad (4.24)$$

En linéarisant le sinus au premier ordre aux alentours de $t = k \times \tau$, où k est un entier relatif et τ est la période du signal modulant ($1/\nu_m$), on obtient :

$$\nu_{inst}(t) \approx \nu_0 - m_0 \nu_m (t - k\tau) \quad (4.25)$$

Et la transmission de la structure est :

$$\left| \frac{E_{OUT}(t)}{E_{IN}(t)} \right|^2 = \frac{1}{2} \left[1 \pm \sin\left(\frac{\pi}{2} \cos(2\pi\nu_m t)\right) \right] \quad (4.26)$$

Le signal sortant est donc un train d'impulsions dont l'intensité présente une crête aplatie et dont la fréquence instantanée évolue localement quasi-linéairement au cours du temps, se répétant à une cadence ν_m (Fig. 4.13 (a)). Comme nous l'avons vu précédemment, dans ces circonstances le spectre optique d'une impulsion possède la forme de cette impulsion. En décrivant une $E_{OUT}(t)$ sous la forme $p(t) * \text{III}_\tau(t)$, où $p(t)$ représente une impulsion isolée, la transformée de Fourier du champ devient $E_{OUT}(\nu) = P(\nu) \times \text{III}_{\nu_m}(\nu)$, c'est-à-dire un peigne de fréquences dont l'enveloppe est plate en son sommet (Fig. 4.13 (b)). Il est important de noter que la fréquence instantanée représente ici une sinusoïde, elle n'est donc pas linéaire avec le temps dans sa globalité, l'annulation périodique de la transmission permet de masquer cette non-linéarité globale au profit de régions où l'évolution est localement linéaire. À ce propos, on peut remarquer que l'enveloppe du peigne n'est pas tout à fait plate et que des remontées apparaissent à ces extrémités. Cela provient du fait que la fréquence instantanée n'est pas exactement linéaire et les impulsions ne s'annulent pas immédiatement en s'éloignant de $k\tau$. Mais au voisinage direct de ces instants, la fréquence est plus linéaire et la puissance la plus constante, les raies proches de ν_0 sont donc relativement égalisées.

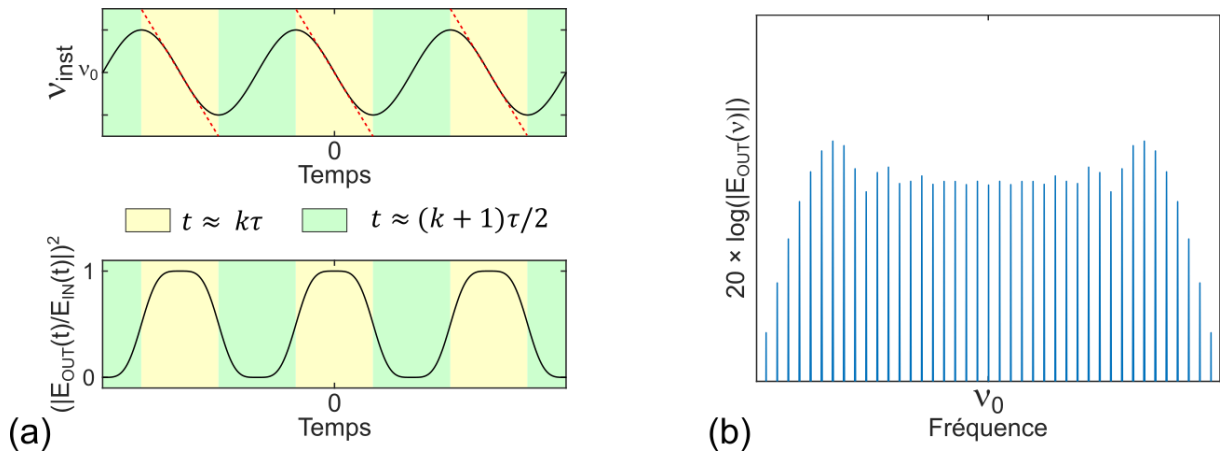


Figure 4.13 - (a) Fréquence instantanée du champ et transmission de la structure en fonction du temps. La linéarisation du sinus aux alentours de $t = k\tau$ est représentée en rouge. (b) Spectre optique correspondant (en échelle logarithmique).

Une remarque peut être faite à propos du point de quadrature du MZM : le déphasage statique peut valoir $+\pi/2$ ou bien $-\pi/2$. Cela revient à positionner les impulsions respectivement autour de $t = k\tau$ (zones jaunes), où la fréquence instantanée décroît au cours du temps, ou bien autour de $t = (k+1)\tau/2$ (zones vertes), où la fréquence instantanée croît au cours du temps, l'un ou l'autre donne en effet le même peigne plat en intensité.

Cette première structure permet d'exploiter la conversion temps-fréquences et de répartir équitablement la puissance optique dans les différentes raies d'un peigne de fréquences accordable.

Considérons à présent le cas du DD-MZM représenté sur la figure 4.14. La modulation de phase appliquée sur chaque bras est de profondeur légèrement différente : l'indice de modulation est noté $m_0 + \Delta m_0$ sur l'un des bras, que nous appellerons le bras 1, et $m_0 - \Delta m_0$ sur l'autre bras, que nous appellerons le bras 2. Les deux signaux modulateurs sont à la même fréquence ν_m et sont en phase. Cela correspond en pratique à appliquer des signaux électriques d'amplitudes différentes sur chaque bras du MZM. Des déphasages optiques statiques $\Delta\theta$ et $-\Delta\theta$ sont également introduits sur les bras 1 et 2 respectivement. En considérant les développements asymptotiques des fonctions de Bessel $J_n(m)$, pour de larges valeurs de m , les auteurs de la référence [38] ont pu montrer analytiquement qu'un peigne plat peut être obtenu sous la condition $\Delta m_0 \pm \Delta\theta = \frac{\pi}{2}$, et l'efficacité de conversion est maximisée pour une valeur de $\Delta m_0 = \Delta\theta = \frac{\pi}{4}$.

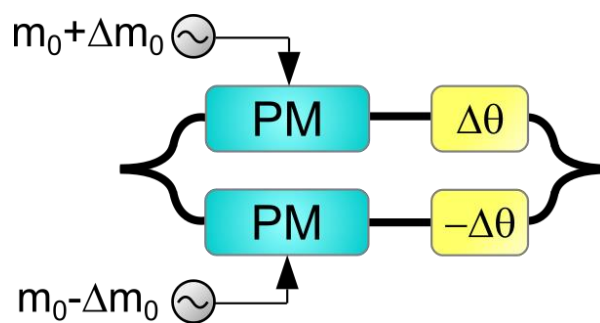


Figure 4.14 - DD-MZM pour la génération d'un peigne de fréquences plat.

La figure 4.15 représente au cours d'une période de modulation les phases optiques totales $\Phi_1(t)$ et $\Phi_2(t)$ du champ électrique, en sortie des bras respectivement 1 et 2, sous ces conditions (en négligeant le terme d'oscillation à la fréquence optique). La moyenne des phases représentée en jaune $\Phi_m(t) = (\Phi_1(t) + \Phi_2(t))/2$, correspondant à la phase du champ sortant (éq. (2.13)) est donc modulée avec un indice m_0 , tandis que la différence des phases représentée en violet $\Delta\Phi(t) = (\Phi_1(t) - \Phi_2(t))$, responsable de la modulation d'amplitude, varie entre 0 et π . On voit sur cette figure que la condition de peigne plat $\Delta m_0 + \Delta\theta = \frac{\pi}{2}$ force ici le modulateur à être bloquant

($\Delta\Phi(t) = \pi$), lorsque la phase du champ sortant $\Phi_m(t)$ passe par un maximum, c'est-à-dire lorsque la fréquence instantanée décroît linéairement avec le temps. Il s'agit donc d'une manière de masquer sa non-linéarité en bloquant la lumière tous les $k\tau$, comme expliqué précédemment. Néanmoins, en réalité cela ne suffit pas à garantir un peigne plat : il faut encore que le modulateur soit passant lorsque la fréquence instantanée croît, et ce critère ne transparaît qu'implicitement à travers l'efficacité de conversion dans la référence [38]. On trouvera en effet une limite aux développements analytiques de cette référence dans certains cas comme $\Delta m = 3\pi/4$ et $\Delta\theta = \pm\pi/4$. Ce type de cas satisfait à priori le critère de planéité, pourtant le champ n'est transmis à aucun maximum ou minimum de $\Phi_m(t)$, et le spectre résultant n'est pas plat. En prenant $\Delta m_0 = \Delta\theta = \pi/4$, donnant l'efficacité de conversion maximale d'après la référence [38], le MZM est entièrement passant et saturé ($\Delta\Phi(t) = 0$) aux instants où la fréquence instantanée est linéaire, et le peigne obtenu est en effet plat.

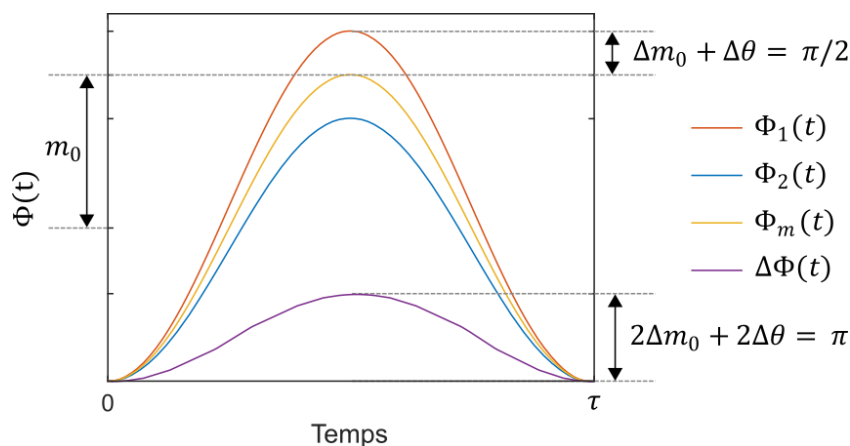


Figure 4.15 – Exemple de phase du champ sortant du bras 1 (rouge), du bras 2 (bleu), moyenne des phases (jaune) et différence des phases (violet), au cours d'une période de modulation.

Une autre manière pour étudier ce composant de façon plus systématique consiste à résoudre mathématiquement l'expression du champ électrique sortant du DD-MZM. On trouve :

$$E_{OUT}(t) = E_{IN}(t) \exp(im_0 \cos(2\pi\nu_r t)) \cos(\Delta m_0 \cos(2\pi\nu_m t) + \Delta\theta) \quad (4.27)$$

Dans le cas où $\Delta m_0 = \Delta\theta = \pm\pi/4$:

$$E_{OUT}(t) = E_{IN}(t) \exp(im_0 \cos(2\pi\nu_r t)) \cos\left(\frac{\pi}{4} \cos(2\pi\nu_m t) \pm \frac{\pi}{4}\right) \quad (4.28)$$

On reconnaît l'expression exacte du champ sortant de la structure PM-MZM vue précédemment (éq. (4.23)), prouvant que les deux structures réalisent en fait la même opération.

On trouve également dans la littérature que pour les deux structures, lorsque m_0 est suffisamment élevé, la bande passante du peigne de fréquences est proportionnelle à $2m_0\nu_m$ [36,38,176], qui correspond en fait à l'étendue couverte par la fréquence instantanée au cours du temps. Le nombre de raies obtenues croît donc avec l'indice de modulation m_0 .

4.2.2 Impact des non-linéarités du silicium sur la modulation de phase

Dans cette partie, je vais discuter des implications pour la génération de peignes de fréquences de la non-linéarité de la variation d'indice avec le signal électrique, et de la variation d'absorption optique associée, liées à l'effet utilisé dans les modulateurs silicium exploitant la déplétion de porteurs libres. Dans un premier temps, considérons un simple modulateur de phase soumis à une tension sinusoïdale (Fig. 4.16). À droite, le modèle tenant compte des non-linéarités d'indice et d'absorption du silicium est utilisé alors qu'à gauche ces effets ont été retirés du modèle. On constate que la non-linéarité de la variation d'indice conduit à une déviation de la phase du champ sortant par rapport à une sinusoïde

pure. En effet, lorsque la tension inverse appliquée est proche de zéro, la variation d'indice est plus forte, et la variation de phase plus rapide (Fig. 2.13 (b)). Par conséquent, la fréquence montre deux régimes au cours du temps : un régime relativement non-linéaire accompagné d'une pente forte aux alentours de $t = (k + 1)\tau/2$ (zones vertes), et un régime plus linéaire avec une pente plus douce autour de $t = k\tau$ (zones jaunes). Un phénomène intéressant est que l'absorption due au FCA est accrue lorsque la tension est proche de 0 (Fig. 2.14), c'est-à-dire que l'effet tend à réduire la transmission aux instants où la fréquence instantanée est moins linéaire. Le peigne ainsi obtenu est donc spontanément plus plat avec le modulateur silicium. Cependant, il reste nécessaire d'ajouter une modulation d'amplitude pour l'aplanir.

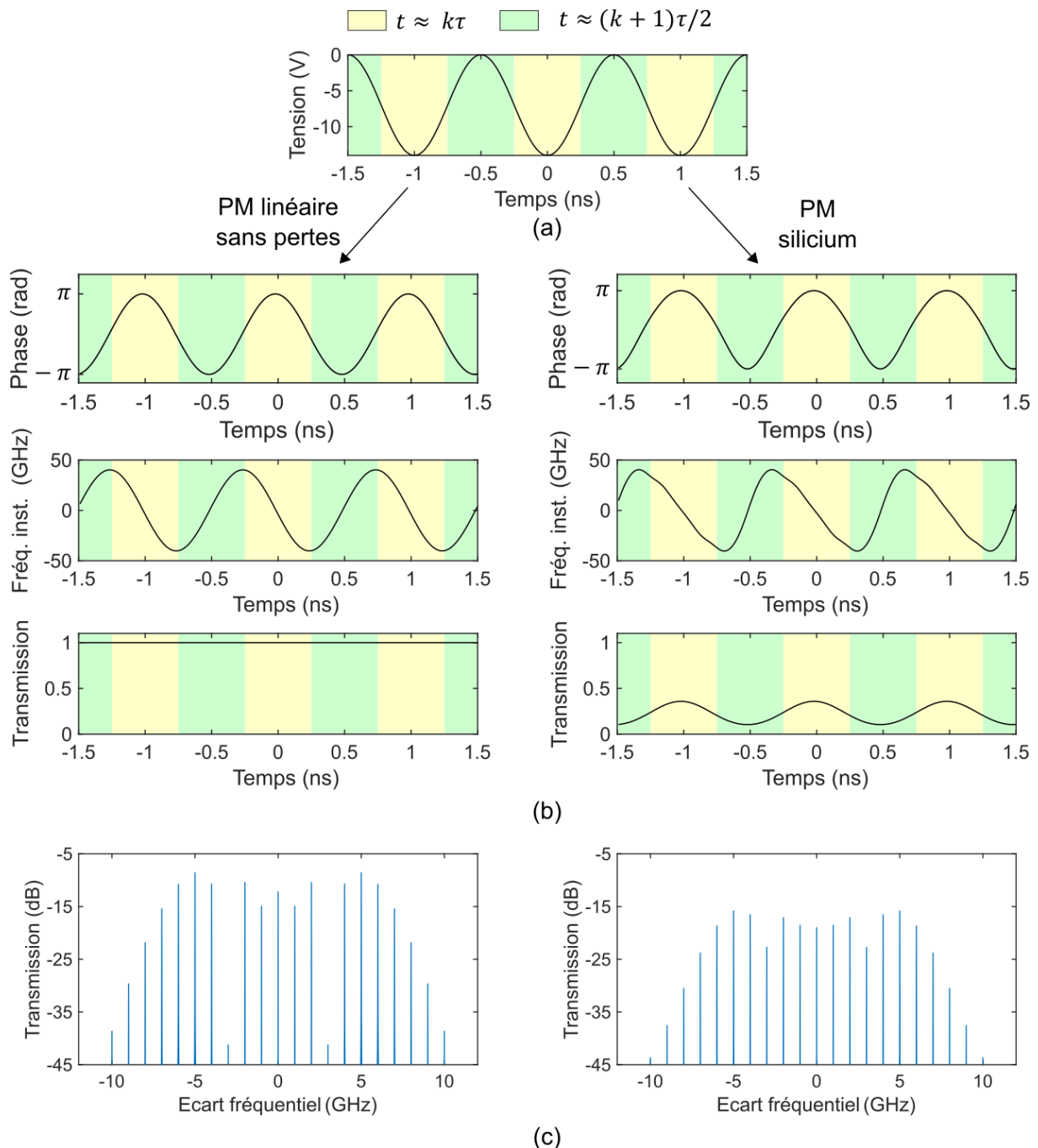


Figure 4.16 - (a) Une tension sinusoïdale à une fréquence de 1 GHz est appliquée sur un modulateur de phase linéaire sans pertes (colonne de gauche) et sur un modulateur de phase silicium (colonne de droite). (b) La phase du champ, sa modulation en fréquence instantanée et la transmission optique au cours du temps diffèrent pour les deux types de modulateurs. (c) En résultat, la transmission spectrale (représentée en fonction de l'écart à la fréquence de la porteuse) montre un peigne plus plat pour le modulateur silicium.

L'une des conséquences du phénomène observé, lorsque les PM en silicium sont intégrés dans les structures PM-MZM et DD-MZM, est qu'il n'est pas équivalent d'appliquer un déphasage optique statique de $+\pi/2$ (maximisant la transmission autour de $t = k\tau$) ou d'appliquer un déphasage de $-\pi/2$ (maximisant la transmission autour de $t = (k + 1)\tau/2$). En effet, choisir de positionner les impulsions autour de $t = (k + 1)\tau/2$ résulte en un peigne optique moins plat, à la fois en raison des fortes non-linéarités de la fréquence instantanée, et de l'apparition d'un creux au centre de l'impulsion, liée à la forte atténuation due au FCA dans le ou les modulateurs de phase.

Enfin, les limitations dynamiques des modulateurs portent atteinte aux performances dans la génération de peignes plats. La bande passante limite l'indice de modulation, et donc le nombre de raies pouvant être générées à une fréquence élevée. Le compromis bien établi entre l'efficacité et la rapidité des modulateurs silicium trouve son pendant entre le nombre de raies et leur espacement pour la génération de peignes.

4.2.3 Optimisation de paramètres pour la génération d'un peigne plat

Trouver les conditions optimales pour la génération d'un peigne plat est une tâche complexe du fait des non-linéarités discutées précédemment, mais également des limitations dynamiques des modulateurs. Pour évaluer les performances de chaque structure, un algorithme est donc implémenté. Il s'appuie sur le modèle numérique complet du modulateur de phase silicium décrit au chapitre 2, contenant les effets physiques statiques et dynamiques, et son principe sera détaillé dans cette section. Son premier objectif est de maximiser le nombre de raies plates pouvant être obtenues à une fréquence donnée. Dans un deuxième temps, il cherche à maintenir le nombre de raies et leur planéité en incrémentant la fréquence de modulation, afin d'évaluer l'accordabilité des deux structures (PM-MZM et DD-MZM). Les performances obtenues seront enfin commentées.

4.2.3.1 Stratégie d'optimisation

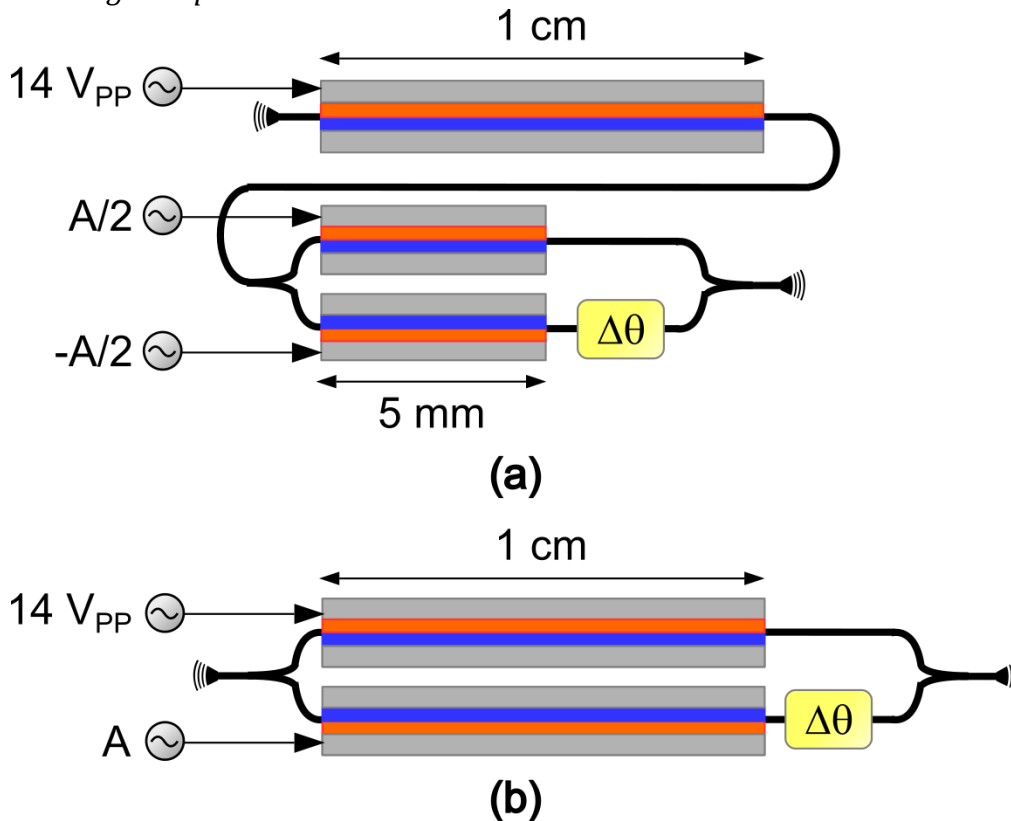


Figure 4.17 - (a) Structure PM-MZM dont le PM fait 1 cm et le MZM 5 mm. (b) Structure DD-MZM d'une longueur de 1 cm. Sur chaque structure, la tension pic-pic A et le déphasage optique statique $\Delta\phi$ sont choisis comme paramètres pour l'optimisation.

Comme mentionné dans la section 4.2.1, un nombre de raies important peut être obtenu en appliquant une forte profondeur de modulation de phase. À une longueur d'onde donnée, la profondeur de modulation dépend essentiellement de 3 aspects : la longueur du modulateur, la tension appliquée et l'efficacité du modulateur. L'efficacité est régie par les relations de Soref et les dopages du silicium, que nous fixerons pour cette étude à $4.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ pour la zone p et $5.3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ pour la zone n, valeurs ayant permis la validation du modèle numérique. La figure 4.17 représente chaque structure avec ses dimensions et les amplitudes de tension pic-pic appliquées.

Pour la structure du PM-MZM, la longueur du modulateur de phase est prise à 1 cm. La tension appliquée sur le PM dans notre modèle est volontairement fixée à $14 V_{PP}$, elle est limitée par les seuils de polarisation directe et inverse de la jonction PN mesurés expérimentalement. Dans ces circonstances l'indice de modulation à basse fréquence est estimé à 2.5π . La longueur du MZM doit simplement permettre d'assurer un déphasage dynamique de $\pm \pi/4$ sur chaque bras, elle est fixée à 5 mm. L'amplitude de tension A appliquée au MZM et le déphasage optique statique $\Delta\theta$ induit entre ses bras (contrôlant le point de fonctionnement du MZM) sont sujets à optimisation. Concernant la structure DD-MZM, chaque bras fait 1 cm, une tension de $14 V_{PP}$ est appliquée sur l'un des bras. La tension A appliquée sur l'autre bras, ainsi qu'un déphasage optique $\Delta\theta$ sont voués à être optimisés.

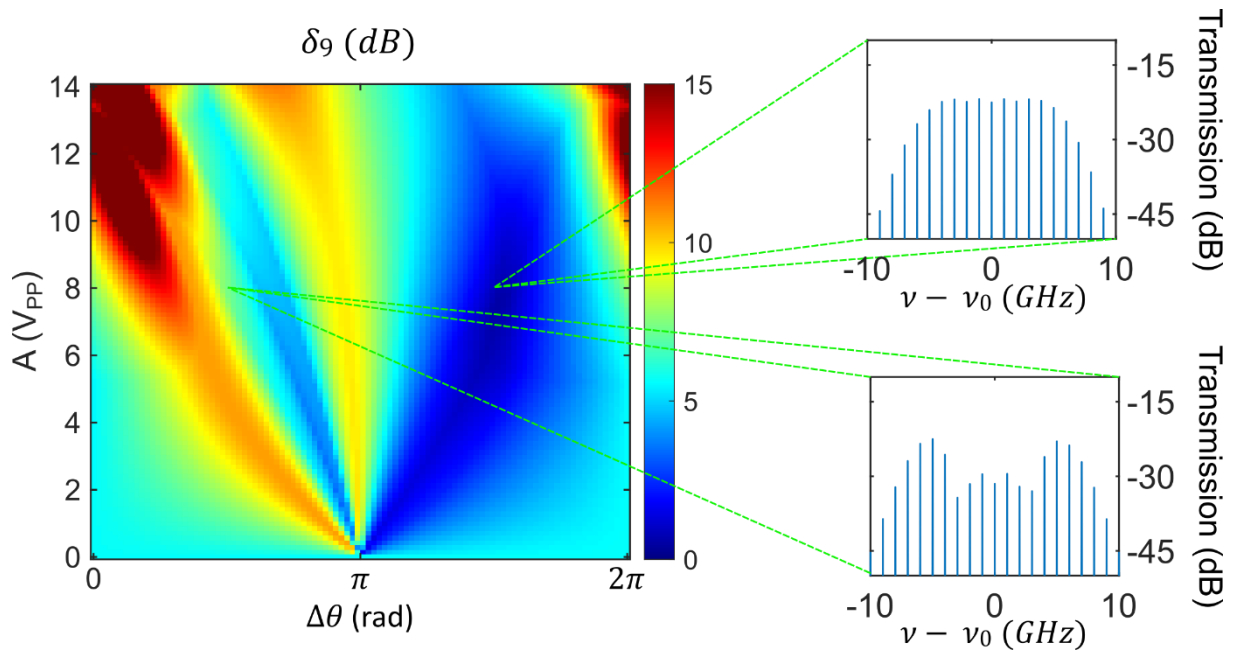


Figure 4.18 - Exemple de planités δ_9 (variations maximales de puissances entre 9 raies adjacentes du peigne) pour le PM-MZM à une fréquence de modulation d'1 GHz, en fonction de l'amplitude de tension A et du déphasage optique statique $\Delta\theta$. Dans cet exemple le peigne optimal est obtenu pour $A = 8.05 V_{PP}$ et $\Delta\theta = 4.700 \text{ rad}$. Le comportement n'est pas symétrique de part et d'autre de $\Delta\theta = \pi$.

La figure 4.18 représente un exemple de la planité d'un peigne pour 9 raies considérées, en utilisant le modèle du PM-MZM (incluant les non-linéarités du silicium et les limitations dynamiques) à une fréquence de modulation de 1 GHz, lorsque la tension A couvre une plage allant de 0 à $14 V_{PP}$ et le déphasage $\Delta\theta$ est varié de 0 à 2π . Les peignes les plus plats correspondent aux zones bleu foncé. On constate au passage l'asymétrie des résultats de part et d'autre de $\Delta\theta = \pi$, expliquée dans la partie précédente. Une stratégie pour évaluer les performances optimales de la structure serait de chercher sur cette carte 2D le minimum, puis recréer une telle carte pour un nombre supérieur de raies considérées, et répéter l'opération à différentes fréquences de modulation. Mais balayer l'entière plage de tension et de déphasage demande un temps de calcul important et la résolution sur chaque dimension est limitée. Une option plus judicieuse est d'implémenter un algorithme de descente du gradient. Plutôt que de calculer les performances du peigne de fréquences pour toutes les valeurs de A et de $\Delta\theta$ considérées, l'idée est de sélectionner quelques combinaisons initiales (A ; $\Delta\theta$). On peut alors estimer numériquement le gradient en un de ces points par l'évaluation de 4 peignes très proches

du point en question ($A \pm \delta A ; \Delta\theta \pm \delta\Delta\theta$), avec $\delta A = 0.01 V_{PP}$ et $\delta\Delta\theta = 0.01 \text{ rad}$. Cette méthode est ainsi exploitée pour tendre vers un minimum local de δ_g en quelques pas. À partir de quelques combinaisons initiales ($A ; \Delta\theta$) réparties de façon homogène sur la carte, le minimum global est obtenu, cette méthode améliore à la fois le temps de calcul et la précision. Pour l'exemple de la figure 4.18, le peigne optimal obtenu par cette technique correspond à $A = 8.05 V_{PP}$ et $\Delta\theta = 4.7 \text{ rad}$, et possède une planéité de $\delta_g = 0.655 \text{ dB}$. Ce résultat est tout à fait conforme à l'évaluation du minimum global de δ_g estimé par le parcours de l'ensemble des combinaisons ($A ; \Delta\theta$).

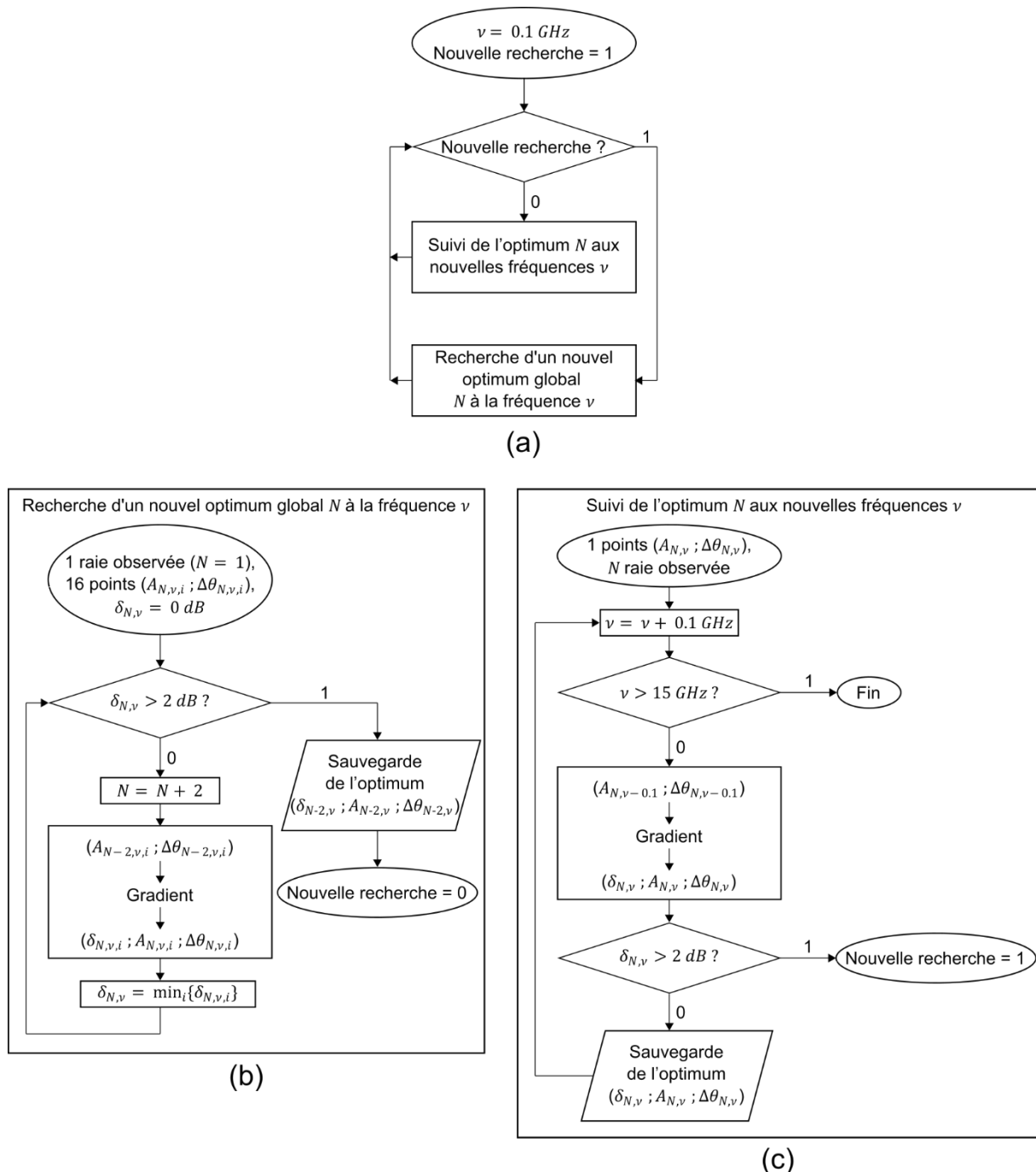


Figure 4.19 - (a) Algorithme maître pour évaluer le nombre de raies plates et l'accordabilité du peigne de fréquences. (b) Algorithme esclave recherchant le nombre maximum de raies pouvant être générées dans une fenêtre de puissance de 2 dB. (c) Algorithme esclave pour maintenir le nombre de raies plates optimum en incrémentant la fréquence de modulation. N : nombre de raies considérées pour évaluer la planéité δ_N d'un peigne. A : amplitude de tension. $\Delta\theta$: déphasage optique statique. ν : fréquence de modulation. i : indice pour discriminer différents optimums locaux.

La méthode du gradient est utile pour trouver les paramètres optimisant la planéité d'un nombre de raies données. Mais le choix de considérer précisément 9 raies dans l'exemple précédent est à priori arbitraire, et il est possible qu'un nombre plus élevé de raies puisse être obtenu tout en répondant à un critère de planéité satisfaisant, par exemple 2 dB de variations maximales. Aussi, il serait intéressant de connaître le nombre maximal de raies satisfaisant ce critère, et ce pour différentes fréquences de modulation. Pour ce faire, un algorithme complet est implémenté. L'algorithme détaillé est représenté sous forme de diagramme sur la Fig. 4.19. Il se décompose en trois parties : un algorithme maître et deux algorithmes esclaves. Dans un premier temps, l'un des algorithmes esclaves est appelé par le maître. Son rôle consiste dans la recherche du couple $(A; \Delta\theta)$ maximisant le nombre N de raies pouvant être obtenues avec une planéité $\delta_{N,\nu}$ inférieure à 2 dB, à une fréquence de modulation ν . 16 couples initiaux $(A_{N,\nu,i}; \Delta\theta_{N,\nu,i})$, (i allant de 1 à 16) sont répartis équitablement aux intersections d'une grille 4×4 , entre 0 et 14 V_{pp} pour la tension, et entre 0 et 2π pour le déphasage. La fréquence de modulation est initialisée à $\nu = 0.1$ GHz. La méthode du gradient permet d'obtenir plusieurs minima locaux pour $\delta_{N,\nu}$ avec $N = 3$. Tant que le minimum global est inférieur à 2 dB, le nombre de raies considéré (N) est incrémenté de 2, puis l'algorithme du gradient met à jour tous les anciens minima locaux. Dès lors que le minimum global dépasse 2 dB, les données du précédent minimum global $(\delta_{N-2,\nu}; A_{N-2,\nu}; \Delta\theta_{N-2,\nu})$ sont retenues pour cette fréquence.

L'opération pourrait être répétée pour les fréquences suivantes, mais d'une part elle est assez coûteuse en temps de calcul (16 minima à suivre), et d'autre part, elle pourrait générer d'importants sauts de tension et de déphasage d'une fréquence à l'autre (en changeant de minimum global), ce qui ne serait pas souhaitable dans un système réel. Afin de lisser l'évolution de la tension et du déphasage aux fréquences supérieures, un second algorithme esclave est appelé. Ce dernier se focalise sur un seul minimum qu'il réinjecte dans l'algorithme du gradient à chaque nouvelle fréquence (en incrémentant la fréquence par pas de 0.1 GHz). Lorsqu'à une fréquence donnée, le minimum suivi excède 2 dB, le premier algorithme est appelé à la recherche d'un nouveau minimum global < 2dB. Enfin, un autre type d'interruption (non-représenté) peut advenir : lorsque A excède 14 V_{pp}, le meilleur minimum local suivant est sélectionné comme minimum global. À une fréquence définie (15 GHz dans cet exemple), toutes les données sur les performances optimales ont été obtenues et l'algorithme s'arrête.

4.2.3.2 Analyse des résultats

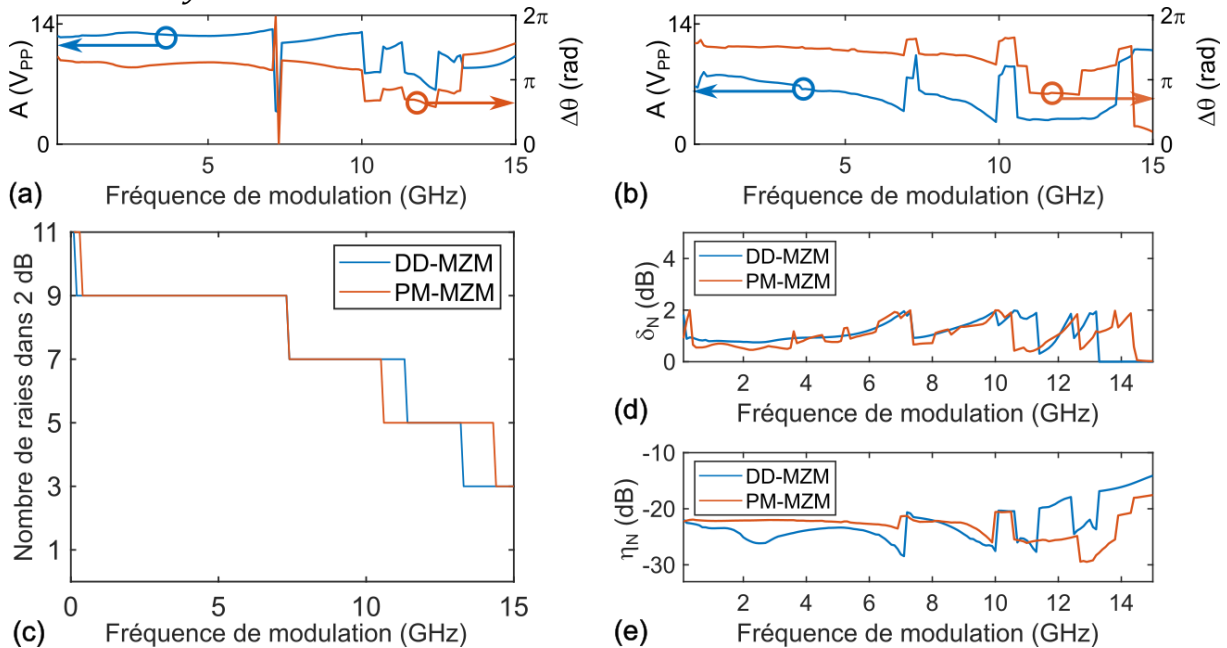


Figure 4.20 - Tensions et déphasages obtenus pour (a) le DD-MZM et (b) le PM-MZM. (c) Nombre de raies optimisé pour une planéité de 2 dB, (d) Planéité des peignes et (e) efficacité de conversion moyenne pour une fréquence de modulation allant de 0 à 15 GHz, avec les deux structures.

La figure 4.20 représente les différents résultats obtenus. Les valeurs des paramètres (A ; $\Delta\theta$) conduisant aux spectres optimums sont reportés en (a) et (b) pour les structures DD-MZM et PM-MZM, respectivement. On remarque quelques sauts dans les couples (A ; $\Delta\theta$) avec l'augmentation de la tension. Ces sauts sont dus à un changement de nombre de raies considérées suite à $\delta_{N,\nu}$ excédant 2 dB, ou à une tension optimale dépassant 14 V_{pp}. La tension A dans le cas du PM-MZM est globalement plus faible, puisqu'elle n'agit que sur la modulation d'amplitude, tandis qu'elle contribue à la modulation de phase pour le DD-MZM. De manière générale, on remarque une déviation aux conditions théoriquement optimales (notamment pour $\Delta\theta$, qui pour des modulateurs linéaires devrait toujours être un multiple de $\pi/2$), ce qui prouve l'intérêt de l'algorithme.

Le nombre de raies optimisé pour une planéité de 2 dB est représenté pour chaque structure sur la Fig. 4.20 (c). Le compromis entre le nombre de raies et leur espacement apparaît explicitement. Les deux architectures permettent d'atteindre les mêmes performances, à savoir 9 raies plates jusqu'à un taux de répétition de 7 GHz.

Concernant la planéité des peignes, représentée sur la Fig. 4.20 (d) elle est correctement maintenue dans une fenêtre de 2 dB, et des comportements similaires sont visibles pour les deux structures avec l'évolution de la fréquence de modulation. Une attention particulière peut être portée aux plus hautes fréquences : la planéité semble devenir nulle au-delà de 13 GHz pour le DD-MZM et 14 GHz pour le PM-MZM, ce qui est idéal. Mais ces cas particuliers correspondent en fait à des peignes de seulement 3 raies (la porteuse et deux bandes latérales) qui sont très simples à égaliser, mais présentent un faible intérêt applicatif.

Enfin la figure 4.20 (e) représente l'efficacité de conversion moyenne, il s'agit d'une alternative à l'efficacité de conversion classique. En notant P_i la puissance d'une raie indexée i et P_{IN} la puissance du laser incident, l'efficacité moyenne de conversion pour N raies est calculée comme :

$$\eta_N = \frac{1}{NP_{IN}} \sum_{i=1}^N P_i \quad (4.29)$$

Il s'agit donc du rapport entre la puissance moyenne d'une raie générée et la puissance du laser incident. Ce facteur de mérite présente un intérêt particulier pour les applications des peignes de fréquences plats. On peut en effet estimer que N raies plates possèdent toutes approximativement la même puissance (leur puissance moyenne), ainsi l'efficacité de conversion moyenne donne directement le rapport de la puissance d'une raie sur la puissance incidente. Dans le cas présent, elle est évaluée sur N raies dont la planéité est inférieure à 2 dB, et évolue entre -20 et -30 dB environ pour une fréquence allant de 0 à 15 GHz. Ces valeurs sont comparables avec les valeurs mesurées sur d'autres technologies de modulateurs dans la littérature. On trouve par exemple η_{65} allant de -30 à -40 dB dans la référence [153] (PM-MZM sur la plateforme LiNbO₃) ; $\eta_{20} \approx -28$ dB et $\eta_{29} \approx -39$ dB dans la référence [172] (DD-MZM sur la plateforme InP) ; ou encore $\eta_{22} \approx -35$ dB, $\eta_{19} \approx -36$ dB, $\eta_{12} \approx -31$ dB, $\eta_7 \approx -30$ dB et $\eta_8 \approx -30$ dB à 4, 5, 6, 7 et 8 GHz respectivement [175] (PM+DD-MZM sur la plateforme InP).

Pour finir, les peignes de fréquences simulés pour une fréquence de modulation de 2, 6 et 10 GHz sont reportés sur la Fig. 4.21, montrant une forme très similaire pour les deux structures.

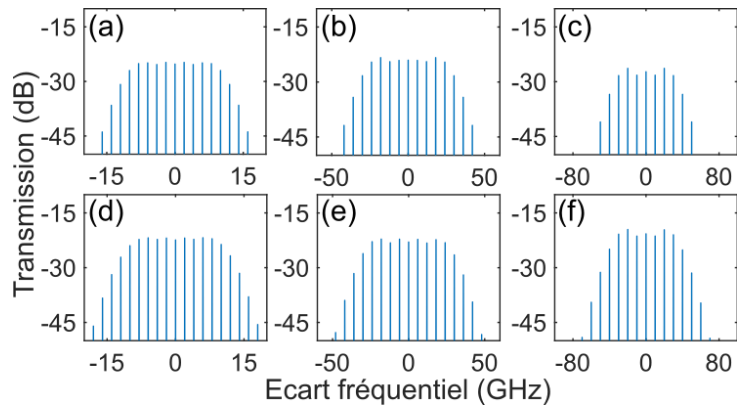


Figure 4.21 - Aspects des peignes de fréquences plats obtenus avec le DD-MZM à (a) 2 GHz, (b) 6 GHz, et (c) 10 GHz, et avec le PM-MZM à (d) 2 GHz, (e) 6 GHz, et (f) 10 GHz.

4.2.4 Amélioration de l'accordabilité par segmentation des électrodes

D'après le modèle numérique, une longueur de modulateur de phase de 1 cm peut générer un peigne plat de 9 raies, avec un taux de répétition limité à 7 GHz. Cette limite provient de la faible bande passante du segment de 1 cm. Plus précisément, l'effet de différence des vitesses de propagation électrique et optique devient trop important à des fréquences de modulation plus élevées, et la profondeur de modulation atteignable s'en trouve affectée. Une solution à ce problème serait de segmenter le modulateur de phase en plusieurs éléments pour en améliorer la réponse fréquentielle, comme pour les modulateurs vus dans le cadre de la génération de PAM. Mais plutôt que d'alimenter chaque segment par un signal binaire différent, les segments recevraient ici chacun la même réplique de la tension modulante, précisément retardée pour compenser partiellement la différence des vitesses de propagation. Un second avantage d'une telle technique est que les pertes de propagation de l'onde électrique sont elles aussi compensées.

La Fig. 4.22 représente un MZM dont les modulateurs de phase sont segmentés en M éléments de $1/M$ cm, chaque segment bénéficiant d'une bande passante plus élevée pour une longueur plus faible. Pour M allant de 1 à 5, les performances optimales ont été estimées à partir de l'algorithme développé précédemment, cette fois-ci sur une plage de fréquence de de modulation allant de 0.1 à 40 GHz. Le nombre de raies obtenues dans une fenêtre de 2 dB est représenté sur la figure 4.23.

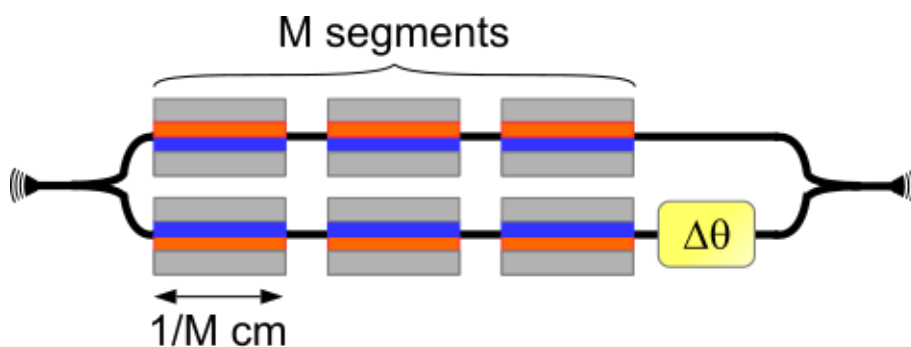


Figure 4.22 - Les modulateurs de phase de 1 cm dans le DD-MZM sont segmentés en M éléments de $1/M$ cm. (Ici $M=3$)

On constate une nette amélioration de l'accordabilité avec la segmentation des modulateurs. Un total de 11 raies plates est obtenu jusqu'à environ 30 GHz et 9 raies jusqu'à environ 39 GHz, en segmentant chaque modulateur de phase en 5 éléments de 2 mm.

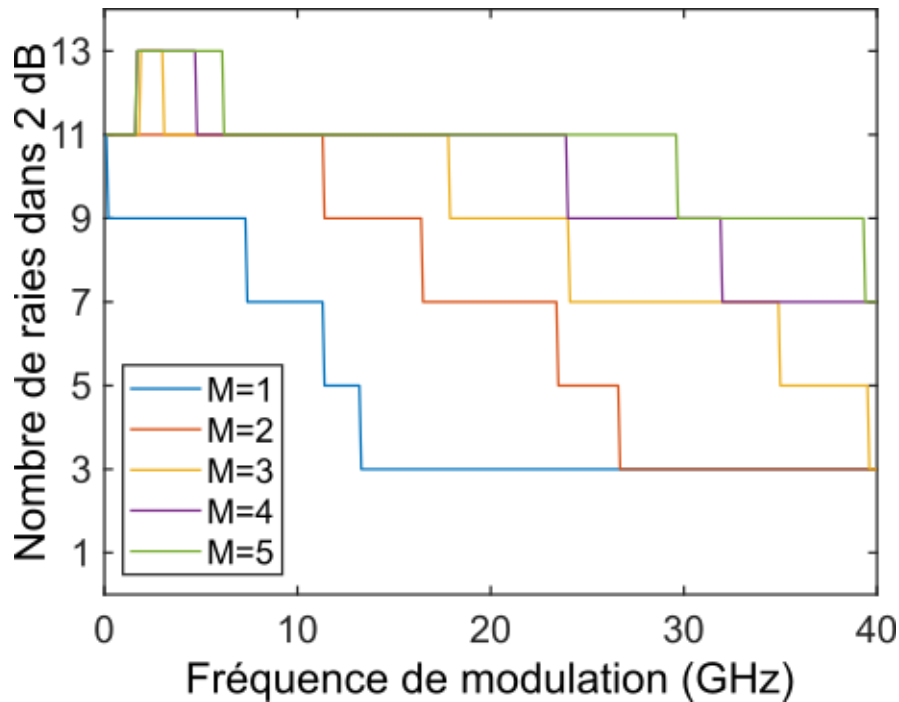


Figure 4.23 - Nombre de raies obtenue dans une fenêtre de 2 dB en fonction de la fréquence de modulation, pour M allant de 1 à 5.

4.2.5 Conclusion sur la génération de peignes de fréquences plats

Dans cette section, j'ai étudié les performances de deux structures pour la génération d'un peigne plat par modulation électro-optique dans des composants en silicium, sous l'application d'une seule fréquence RF. Après avoir détaillé le principe de la conversion temps-fréquence à travers le fonctionnement de la structure PM-MZM et mis en évidence la similarité fonctionnelle du DD-MZM, j'ai introduit un algorithme basé sur la méthode de descente du gradient. Cet algorithme permet de trouver les conditions d'utilisation (la tension et le déphasage optique) optimales pour la génération du peigne plat le plus large possible, tout en parcourant le taux de répétition. En utilisant un modulateur de phase d'un cm, il a été trouvé que les structures PM-MZM et DD-MZM offrent des performances très similaires : 9 raies peuvent être générées avec une planéité maximale de 2 dB pour un taux de répétition allant jusqu'à 7 GHz. L'efficacité de conversion moyenne, contenue entre -20 et -30 dB est comparable à celles observées sur les plateformes InP et LiNbO₃. En outre, une segmentation des modulateurs de phase dans la structure DD-MZM permet d'atteindre 9 raies plates pouvant être accordées pour un taux de répétition allant jusqu'à 39 GHz.

4.3 Génération de peignes de fréquences large-bande

Jusqu'ici, les peignes de fréquences les plus larges générés sur la plateforme silicium ne contiennent qu'une trentaine de raies. Bien que certaines applications comme la génération d'impulsions de Nyquist ne soient pas nécessairement coûteuses en nombre de raies, pour d'autres applications comme la spectroscopie ou la calibration de spectrographes pour l'astronomie, un nombre de raies important est préférable. Comme évoqué précédemment, une des méthodes pour augmenter le nombre de raies serait d'exploiter l'effet d'ondes de choc dispersives dans un milieu non-linéaire [166], mais soulève plusieurs difficultés déjà mentionnées sur la plateforme silicium. Une autre méthode consiste à augmenter l'indice de modulation de phase. Comme nous l'avons vu, la profondeur de modulation dépend de la tension appliquée, de l'efficacité et de la longueur de modulation. La tension est limitée par les régimes d'injection et d'inversion de la diode, et l'efficacité est fixée par le dopage

à travers un compromis avec la vitesse et les pertes d'insertion [56]. Mais il existe un moyen d'augmenter la longueur de modulation effective sans augmenter les dimensions du modulateur : il faut pour cela faire circuler plusieurs fois la lumière dans le modulateur. C'est le principe des modulateurs intégrés à un résonateur. Nous verrons dans cette section que ce type de structure permet en effet d'améliorer drastiquement l'efficacité du générateur de peigne en termes de nombre de raies, sous certaines conditions particulières. Après avoir expliqué son fonctionnement, la conception et les simulations d'un modulateur en anneau seront données, et une technique pour améliorer encore les performances à partir d'harmoniques dans le signal modulant sera proposée.

4.3.1 Principe et modélisation numérique

L'idée de placer un modulateur de phase dans une cavité pour générer un peigne avec de nombreuses raies date des années 1990 [77,123,125,177,178]. Grâce aux récents progrès technologiques de la plateforme LiNbO₃ en couche mince, une équipe a implémenté cette méthode sur une puce pour la première fois en 2019 obtenant un total de $N_{40\text{ dB}} \approx 900$ raies générées par voie électro-optique [154].

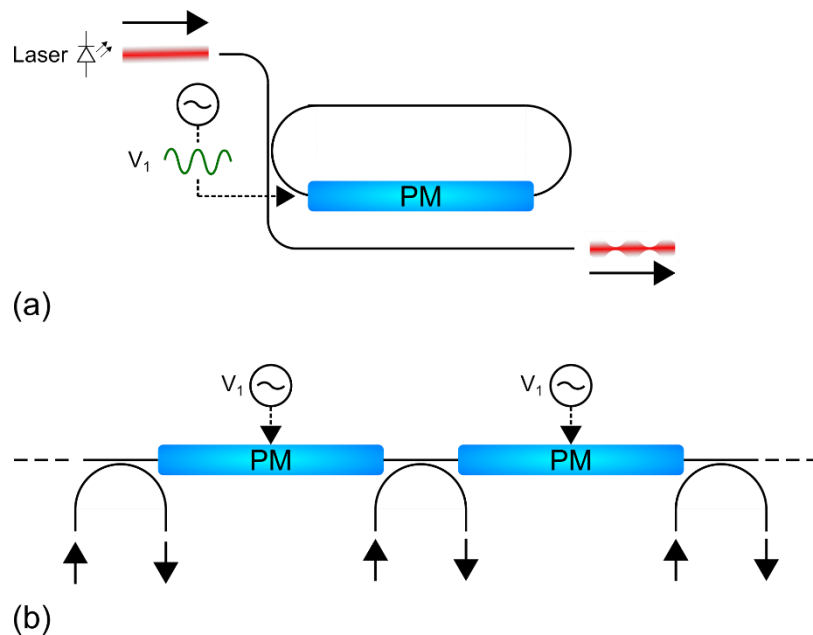


Figure 4.24 – (a) Représentation schématique d'un modulateur en anneau pour la génération des peignes de fréquences large-bande. (b) Représentation équivalente de la structure dépliée.

La Fig. 4.24 (a) représente un exemple modulateur en anneau pour ce type d'application. Un résonateur contient un ou plusieurs modulateurs de phase sur le(s)quel(s) une tension sinusoïdale est appliquée. L'une des manières de comprendre la structure est de considérer qu'une partie du champ électrique traverse plusieurs fois le modulateur de phase. De ce point de vue, on peut imaginer un circuit équivalent, dans lequel plusieurs modulateurs de phases seraient cascades et intercalés entre des coupleurs directionnels d'où provient un laser et où sort une partie de la lumière, en dépliant l'anneau (Fig. 4.24 (b)). Pour que l'effet d'élargissement du peigne soit optimal, il est important de vérifier deux conditions : la première est d'accorder la fréquence du laser avec une fréquence résonante du modulateur (en l'absence de modulation) afin que la lumière circule en effet plusieurs fois dans le modulateur. La seconde se formule comme [154]:

$$\nu_m = k \times ISL \quad (4.30)$$

Où ν_m est la fréquence du signal modulant, ISL est l'intervalle spectrale libre de l'anneau, et k est un entier naturel. En sachant que l' ISL correspond à l'inverse du temps de parcours de l'énergie optique pour un tour dans l'anneau τ_{rt} , et la fréquence de modulation est l'inverse de la période de modulation τ_m , une relation équivalente est :

$$\tau_{rt} = k \times \tau_m \quad (4.31)$$

On comprend en effet que sous cette condition, un paquet d'onde optique circulant dans l'anneau rencontre la même tension à chaque passage dans le modulateur, ce qui renforce constructivement la modulation. En dehors de cette condition, le paquet d'onde rencontre une tension différente à chaque passage et la modulation effective est réduite, voire s'annule, d'une façon assez proche de l'effet de différence des vitesses de propagation électriques et optiques.

Comme suggéré dans le chapitre 2, en présence de modulation, l'expression du champ sortant d'un résonateur doit prendre en compte les variations d'indice et d'atténuation induites temporellement. Dans la référence [62], W.D Sacher et J. Poon trouvent une expression analytique de la transmission en champ pour un anneau en présence de modulation d'amplitude :

$$\frac{E_{OUT}(t)}{E_{IN}(t)} = \sigma - a(t)e^{-i\phi_0} + \sum_{n=1}^{\infty} \sigma^n e^{-in\phi_0} [\sigma - a(t - n\tau_{rt})] \prod_{m=0}^{n-1} a(t - m\tau_{rt}) \quad (4.32)$$

Où $E_{OUT}(t)$ et $E_{IN}(t)$ sont les champs respectivement sortant et entrant de la structure ($E_{IN}(t)$ est ici considéré d'amplitude et de fréquence constantes); $a(t)$ Correspond au coefficient affectant l'amplitude du champ après un tour dans l'anneau (modulé au cours du temps), σ est le coefficient de transmission du coupleur directionnel et ϕ_0 correspond au déphasage accumulé par le champ électrique après un tour dans l'anneau.

Le déphasage ϕ_0 vaut $2\pi\nu_0 n_{eff}L/c$, où ν_0 est la fréquence du laser (porteuse), n_{eff} l'indice de réfraction à ν_0 et L le périmètre de l'anneau. Lorsque la porteuse se trouve à proximité de la $q^{ème}$ résonance $\nu_{res} = q \times c/n_{eff}L$, ϕ_0 peut s'exprimer en fonction du désaccord $\Delta\nu = \nu_0 - \nu_{res}$ comme $\phi_0 = 2\pi \times \Delta\nu/ISL$.

Avec une modulation de phase $\phi(t)$ plutôt qu'une modulation d'amplitude, l'expression devient [62]:

$$\frac{E_{OUT}(t)}{E_{IN}(t)} = \sigma - a e^{-i\phi(t)} + \sum_{n=1}^{\infty} \sigma^n a^n [\sigma - e^{-i\phi(t - n\tau_{rt})}] \prod_{m=0}^{n-1} e^{-i\phi(t - m\tau_{rt})} \quad (4.33)$$

On remarque que les deux expressions partagent une structure très similaire. En multipliant chaque membre par $E_{IN}(t)$ et en développant, sachant qu'ici $E_{IN}(t) = E_{IN}(t - n\tau_{rt})$, on remarque une interprétation intuitive de l'expression. Elle agit comme la superposition des différents champs entrés dans l'anneau aux instants $t - n\tau_{rt}$, puis ayant subi n fois la traversée du coupleur, n fois l'atténuation d'un tour et n fois le déphasage d'un tour, (où n s'étend ici jusqu'à l'infini). Lorsque le déphasage ou l'atténuation varient au cours du temps, leurs effets ne peuvent être exprimés que sous forme de produit, sinon ils sont élevés à la puissance n . Dans le cas des modulateurs silicium, une modulation d'amplitude intervient en même temps que la modulation de phase. Une expression naturelle de la transmission en champ est donc :

$$\frac{E_{OUT}(t)}{E_{IN}(t)} = \sigma - a(t)e^{-i\phi(t)} + \sum_{n=1}^{\infty} \sigma^n [\sigma - a_n e^{-i\phi_n}] \prod_{m=0}^{n-1} a_m e^{-i\phi_m} \quad (4.34)$$

Où $a_n = a(t - n\tau_{rt})$ et $\phi_n = \phi(t - n\tau_{rt})$, pour alléger la notation.

Pour la modulation de phase, une expression assez proche est donnée par M. Zhang dans la référence [154]. En négligeant les pertes d'insertion du coupleur directionnel :

$$E_{OUT}(t) = \sigma - \frac{1 - \sigma^2}{\sigma} \sum_{n=1}^{\infty} \sigma^n a^n \exp\left(-i \sum_{m=0}^n \phi(t - m\tau_{rt})\right) E_{IN}(t - n\tau_{rt}) \quad (4.35)$$

On retrouve globalement la même structure en série que précédemment, le produit ayant ici été transformé en une somme dans l'exponentielle, bien que les deux expressions ne semblent pas identifiables termes à termes.

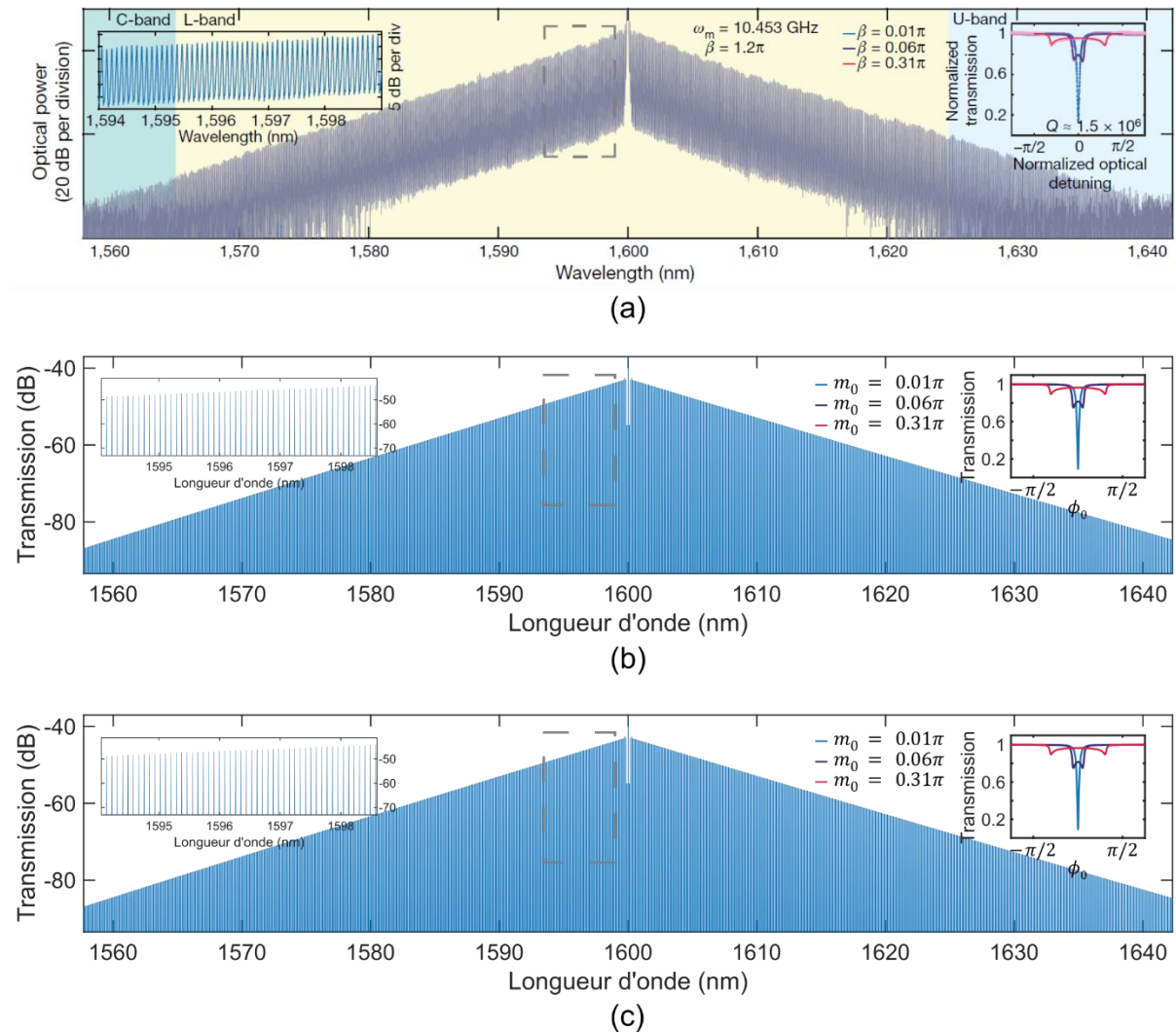


Figure 4.25 - Le spectre mesuré expérimentalement issu de [154] (a), peut être retrouvé en simulation aussi bien à partir de l'équation (4.33) (b) que de l'équation (4.35) (c), dans les mêmes conditions. L'indice de modulation vaut ici 1.2π .

À titre de comparaison, j'ai modélisé les deux équations numériquement par un algorithme itératif, puis, pour valider l'algorithme, j'ai tenté de retrouver les résultats expérimentaux de la publication [154]. La figure 4.25 (a) rapporte le spectre mesuré expérimentalement dans la publication, tandis que les figures 4.25 (b) et (c) correspondent aux spectres simulés, à partir des équations respectivement (4.33) et (4.35). Aucune différence notable n'apparaît entre les deux modèles, et chacun représente fidèlement les résultats expérimentaux. La déformation d'une résonance en présence de modulation (coin supérieur droit de chaque figure), peut également être retrouvée en moyennant la transmission temporelle sur une durée de $100\tau_m$ ou $1000\tau_m$, pour différents désaccords porteuse-résonance (où la fréquence de la résonance ν_{res} est prise en l'absence de modulation). Une remarque sur les spectres représentés : la transmission est tronquée à -37 dB, en réalité la porteuse (ici à 1600 nm) domine largement le spectre et s'élève à -0.064 dB, elle concentre environ 98.5 % de la puissance totale. Il est toutefois possible en théorie d'éliminer la porteuse en couplant un second guide de sortie à l'anneau (configuration add/drop), ou en couplant l'anneau au bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder et en contrôlant le point de fonctionnement, dans les deux cas au détriment de l'efficacité de la structure.

L'équation (4.34) est choisie pour la modélisation du modulateur silicium. Dans l'algorithme, avant la boucle itérative, la tension sinusoïdale appliquée est convertie en une tension effective $V_{eff}(t)$ à partir de la modélisation des effets dynamiques (désaccord de vitesses, d'impédances, atténuation de l'onde électrique et filtrage RC), décrite dans la partie 2.3.2. $V_{eff}(t)$ est alors concrètement une liste de valeurs, où chaque valeur correspond à un instant différent. Cette tension effective est ensuite convertie dans des coefficients $a(t)$ et $\phi(t)$ par le modèle statique (non-linéarité de l'indice et variation d'absorption), également sous forme de listes de valeurs. Chaque itération de la boucle incrémente n et correspond au calcul d'un nouveau terme, à partir des précédentes valeurs de a_n , ϕ_n et du produit du précédent terme gardé en mémoire. En choisissant judicieusement le pas de temps et la durée totale du vecteur de tension, par exemple en prenant le pas de temps comme τ_{rt}/q et la durée totale comme $q'\tau_m$ où q et q' sont des nombres entiers, à chaque itération de la boucle a_n et ϕ_n peuvent être obtenus par une simple permutation circulaire des éléments des listes plutôt que par une redéfinition, ce qui constitue un gain de temps de calcul. D'autre part, l'équation contient une somme infinie, mais cette somme est en fait convergente. Chaque terme est affecté d'un facteur $\sigma^n a_n$, au-delà d'une certaine valeur de n , la contribution des nouveaux termes devient négligeable (cela correspond au champ entré dans un passé lointain, ayant été globalement évacué de l'anneau). Après quelques essais et en accord avec la référence [62], on trouve que lorsque le module du dernier terme calculé est inférieur à 10^{-5} , aucune différence observable n'apparaît sur les résultats avec les itérations suivantes. Par précaution nous interrompons la boucle à 10^{-6} . Enfin, comme pour les peignes simulés dans la section précédente, le spectre optique est calculé à partir d'une transformation de Fourier numérique de la transmission en champ dans le domaine temporel, dont le module est mis au carré.

Bien que les deux modèles puissent être compris dans le domaine temporel, et permettent de calculer les spectres à travers une transformée de Fourier numérique, la présence de sommes ou produits imbriqués ne permet pas de comprendre aisément la forme du peigne obtenu. On devine que ce dernier résulte de la convolution répétée de spectres issus de modulations de phase, chacun étant en phase sous les conditions optimales. On peut donc déduire que la largeur du peigne augmentera à la fois avec la profondeur de modulation, et avec la finesse du résonateur (proportionnelle au nombre de tours effectués par l'énergie dans l'anneau). Mais la forme de l'enveloppe finale demeure délicate à imaginer. En poussant la théorie, les auteurs de la référence [77] font émerger mathématiquement une interprétation simple de la forme de l'enveloppe du peigne sous les conditions optimales, dans le cas d'une modulation de phase pure dans un résonateur Fabry-Perot.

Le détail des développements mathématiques seront explicités et adaptés à un anneau dans la section 4.3.3 et en annexe, mais on peut en fait comprendre le résultat de [77] par un simple raisonnement que je vais à présent détailler. Comme nous l'avons vu précédemment, sous la condition de modulation constructive, un paquet d'onde optique infiniment bref entrant dans l'anneau à un instant t_i expérimente la même modulation de phase à chaque passage dans le modulateur, c'est-à-dire que $\phi(t_i + k\tau_m) = \phi(t_i)$ quel que soit k . La phase accumulée par ce paquet d'onde après un tour est donc *toujours* $\phi(t_i)$. Cette phase étant une constante, la transmission de l'anneau à un instant $t_i + K\tau_m$ (où K est suffisamment élevé pour considérer un régime permanent) peut être exprimée comme celle d'un anneau non-modulé dont le déphasage après un tour vaut $\phi(t_i)$:

$$\frac{E_{OUT}(t_i + K\tau_m)}{E_{IN}(t_i)} = \frac{\sigma - a \exp(i\phi(t_i))}{1 - \sigma a \exp(i\phi(t_i))} \quad (4.36)$$

La transmission instantanée possède en effet la même forme que la transmission statique d'un anneau. Plus généralement, en considérant que l'onde monochromatique entrante est une superposition de paquets d'onde infinitésimaux, cohérents et distribués uniformément à tous instants t_i , alors la relation peut être extrapolée à tout instant et la quantité $t_i + K\tau_m$ peut être remplacée par la variable de temps t elle-même. De plus, comme pour la phase, $E_{IN}(t_i) = E_{IN}(t_i + K\tau_m)$, et toute la relation peut s'exprimer simplement en fonction de t :

$$\frac{E_{OUT}(t)}{E_{IN}(t)} = \frac{\sigma - a \exp(i\phi(t))}{1 - \sigma a \exp(i\phi(t))} \quad (4.37)$$

On retrouve l'expression utilisée pour le cas d'une modulation lente ($\nu_m \ll ISL$) dans le chapitre 2, et nous comprenons à présent que cette formulation était implicitement justifiée par le fait que $\nu_m \approx k \times ISL$ où $k = 0$, mais qu'elle est néanmoins approximative.

Dans la relation (4.37), en posant $\phi(t) = \phi_0 + m_0 \sin(2\pi\nu_m t)$, et en supposant que la fréquence de la porteuse est accordée avec une fréquence résonante ($\phi_0 = 0 [2\pi]$), on trouve que la transmission aux alentours des instants $t = k\tau_m$ vaut :

$$\frac{E_{OUT}}{E_{IN}}(t) \approx \frac{\sigma - a \exp(i2\pi m_0 \nu_m (t - k\tau_m))}{1 - \sigma a \exp(i2\pi m_0 \nu_m (t - k\tau_m))} \quad (4.38)$$

C'est-à-dire que la forme de la transmission temporelle autour de ces instants est comparable à la forme d'une résonance statique dans le spectre optique. Le complexe conjugué de cette expression apparaît autour des instants $t = (k + 1)\tau_m/2$. La transmission est donc creusée au cours du temps par deux trains d'impulsions conjuguées successives, dont le taux de répétition est ν_m . La Fig. 4.26 représente le module et l'argument de l'expression (4.37) à travers un exemple, sur deux périodes de modulation. On voit apparaître dans chaque période les deux impulsions conjuguées.

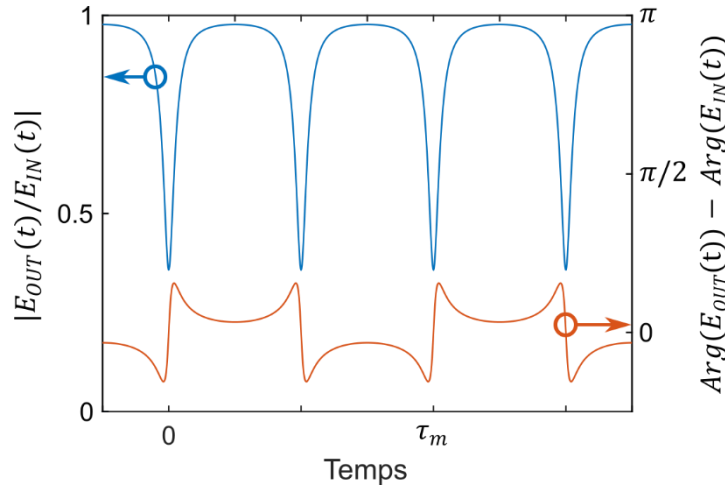


Figure 4.26 - Réponse temporelle en amplitude et en phase d'un résonateur en anneau sous une modulation de phase sinusoïdale, avec $\nu_m = k \times ISL$.

L'enveloppe du peigne correspondant peut être calculée par la transformée de Fourier de la transmission sur une seule période τ_m . On devine que son étendue spectrale sera inversement proportionnelle à la largeur temporelle d'une impulsion. Ainsi, plus la finesse du résonateur est élevée, plus la bande passante du peigne sera large. D'autre part, la durée de l'impulsion est inversement proportionnelle à l'indice de modulation de phase m_0 , et donc la largeur spectrale est proportionnelle à m_0 . Les deux attentes anticipées précédemment (élargissement du peigne dû à la finesse du résonateur et à l'indice de modulation) sont donc confirmées. La transformation de Fourier donne en fait que l'enveloppe décroît exponentiellement avec l'écart en fréquence à la porteuse [77], c'est effectivement ce que l'on constate sur la Fig. 4.25 en échelle logarithmique. Mais d'un autre côté, l'essentiel de la puissance transmise correspond à la porteuse, qui s'étend temporellement entre chaque impulsion. Plus les impulsions sont brèves, plus l'efficacité de conversion sera donc faible, un compromis émerge alors entre le nombre de raies générées et l'efficacité de conversion du générateur.

4.3.2 Optimisation et conception de la structure

Dans la partie précédente, nous avons vu que la largeur du peigne dépend à la fois de la finesse de la résonance et de l'indice de modulation. Cette partie sera consacrée à l'optimisation et la conception d'un modulateur silicium pour la génération d'un peigne large-bande dont la fréquence de répétition

est 10 GHz. La figure 4.27 représente schématiquement le modulateur silicium à concevoir et ses paramètres pour l'optimisation. Le résonateur est en forme de racetrack (piste de course), chaque partie droite est occupée par un modulateur à onde progressive de longueur L_{MOD} , et l'anneau est séparé du coupleur par un espacement minimal (gap) g , dont dépend le coefficient de transmission σ .

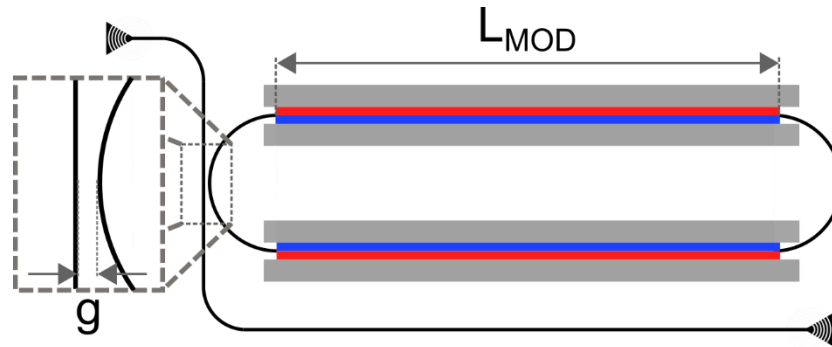


Figure 4.27 - Représentation schématique du modulateur silicium en anneau. Les principaux paramètres pour son optimisation sont la longueur du modulateur de phase L_{MOD} et l'espacement minimal g entre les guides d'entrée-sortie et de l'anneau.

Pour maximiser l'indice de modulation, les trois paramètres sont toujours la tension, l'efficacité et la longueur du modulateur. La tension sera maximisée à 14 V_{pp} (limitée par les seuils de la diode) et les dopages du modèle numérique validé seront maintenus dans cette partie. La longueur du modulateur reste un paramètre optimisable. Il est judicieux de décomposer le modulateur en deux parties dans les régions droites, car deux signaux peuvent se co-propager avec l'onde optique pour limiter le désaccord des vitesses, et l'accès aux modulateurs par des pointes GSGSG peut-être aisément dimensionné. En théorie, la longueur est alors limitée par le périmètre maximal de l'anneau : pour maintenir un ISL de 10 GHz, le temps de parcours de l'énergie optique pour 1 tour dans l'anneau doit être exactement $\tau_{rt} = 0.1 \text{ ns}$. Ce temps de parcours peut être décomposé entre la partie dopée (que nous surnommerons active) et la partie non-dopée (passive) :

$$\tau_{rt} = \frac{2n_{G,actif}L_{MOD}}{c} + \frac{n_{G,passif}L_{passif}}{c} \quad (4.39)$$

Où $n_{G,actif}$ et $n_{G,passif}$ sont les indices de groupe des régions actives et passives, L_{MOD} et L_{passif} étant les longueurs d'un modulateur et de la région passive, respectivement. Les valeurs de $n_{G,actif}$ et $n_{G,passif}$ obtenues par simulation sous Lumerical sont respectivement 4.2502 et 4.2499. Enfin, en prenant un rayon de courbure minimal de 50 μm pour le guide passif et un espacement de 300 μm entre les modulateurs, pour faciliter les accès électriques, la longueur passive minimale atteint 714 μm . En résolvant l'équation (4.39) pour ces valeurs, on obtient que la longueur L_{MOD} maximale vaut 3.2 mm.

Bien que la profondeur de modulation augmente avec L_{MOD} , il n'est pas certain que la largeur du peigne augmente inconditionnellement avec L_{MOD} . Cette longueur impacte également les pertes de propagation du modulateur, or la finesse du modulateur décroît avec les pertes de propagation dans l'anneau. Un compromis pourrait donc exister sur la longueur. Dans le même temps, le gap entre l'anneau et le guide d'entrée-sortie est un moyen de régler le coefficient de transmission du coupleur, jouant également sur la finesse. En faisant parcourir à la fois la longueur L_{MOD} entre 0 et 3.2 mm, et le coefficient de transmission du coupleur σ entre 0 et 1, le modèle numérique permet d'estimer le nombre de raies optimales $N_{50 \text{ dB}}$ pouvant être obtenues dans une fenêtre de 50 dB. Comme évoqué précédemment, il est important de surveiller dans les mêmes circonstances l'efficacité de conversion η (définie par l'équation (4.10)) du générateur de peigne.

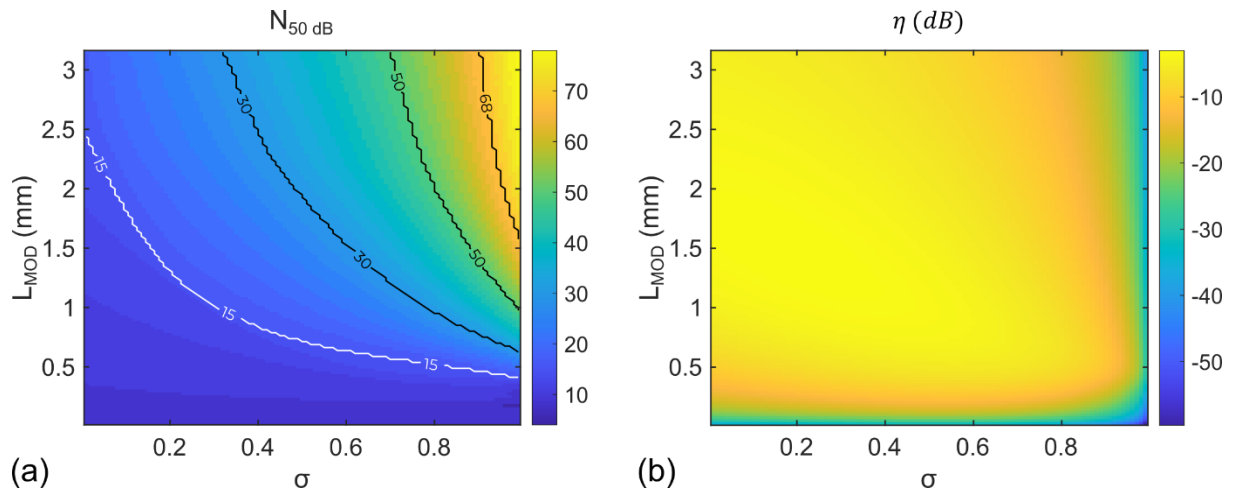
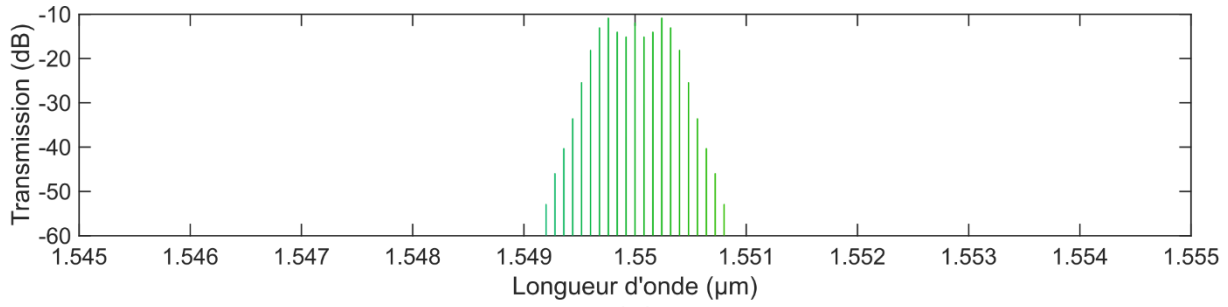
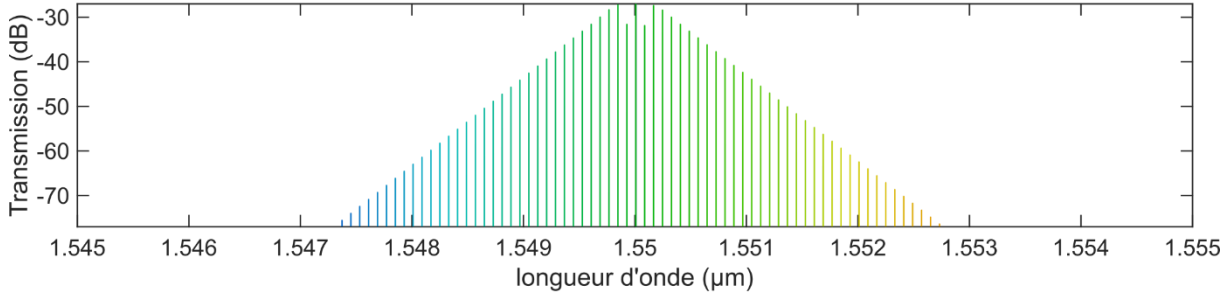


Figure 4.28 - (a) Nombre de raies obtenues dans une fenêtre de 50 dB $N_{50 \text{ dB}}$ et (b) efficacité de conversion η , en fonction de la longueur d'un modulateur L_{MOD} et du coefficient de transmission du coupleur directionnel σ .

La figure 4.28 (a) représente le nombre de raies générées en fonction de chaque paramètre. Il apparaît que $N_{50 \text{ dB}}$ augmente à la fois avec le coefficient de transmission et avec la longueur du modulateur dans leurs intervalles respectifs. Dans le cas extrême où σ est proche de 0, le coefficient de couplage est maximal, cela signifie que l'énergie circule une seule fois dans l'anneau avant de sortir, et le peigne obtenu est équivalent à celui généré par deux modulateurs de phases cascades. De gauche à droite, la figure représente donc l'élargissement du peigne lié à la présence de la structure résonante. La figure 4.28 (b) représente quant à elle l'efficacité de conversion en fonction des deux paramètres. On peut noter que cette efficacité chute à $L_{MOD} = 0$ (aucune modulation), mais également à $\sigma = 1$. En effet, lorsque σ augmente, la puissance optique qui parvient à se coupler dans l'anneau y reste piégée plus longtemps et la modulation est accrue. Mais d'un autre côté, le coefficient de couplage diminue : lorsque $\sigma = 1$, la puissance couplée dans le résonateur est nulle et seule la porteuse est transmise. La nécessité d'un compromis entre le nombre de raies et l'efficacité de conversion est donc explicite. Le principal intérêt de la structure est l'élargissement du peigne, c'est pourquoi nous choisirons un compromis en faveur du nombre de raies, c'est-à-dire pour L_{MOD} et σ élevé. On prendra $L_{MOD} = 3.025 \text{ mm}$ et $\sigma = 0.9$, soit un total de $N_{50 \text{ dB}} = 68$ raies avec une efficacité de conversion de $\eta = -18.9 \text{ dB}$ (1.3%) estimés à partir de la simulation. À titre de comparaison, le spectre a également été simulé pour deux modulateurs de phases de 3.025 mm cascades et le nombre de raies $N_{50 \text{ dB}}$ obtenu est de 21. Les spectres correspondant aux deux modulateurs cascades et à la structure résonante optimisée sont représentés sur la Fig. 4.29. Bien que la puissance du peigne soit amoindrie, le nombre de raies obtenues en utilisant le résonateur en l'anneau est nettement supérieur.



(a)



(b)

Figure 4.29 - Peignes de fréquences simulés pour deux modulateurs de phases de 3.025 mm cascades (a) et pour la structure résonante, avec $\sigma = 0.9$ (b).

Avec une longueur de 3.025 mm, les rayons de courbure de la partie passive peuvent être maximisés pour former deux demi-cercles comme représentés sur la Fig. 4.27. Afin de dimensionner le gap du coupleur directionnel dans ces circonstances, le solveur de mode de Lumerical est utilisé. En prenant deux guides proches, le logiciel calcule un supermode pair et un supermode impair guidés dans la structure. Les indices effectifs $n_{even}(d)$ et $n_{odd}(d)$ de ces supermodes, et leur différence $\Delta n(d)$ sont évalués pour différents espacements d entre les guides (Fig. 4.30). La différence d'indice décroît très fortement avec la séparation des guides. À $d = 1.5 \mu m$ elle est de l'ordre de 10^{-6} .

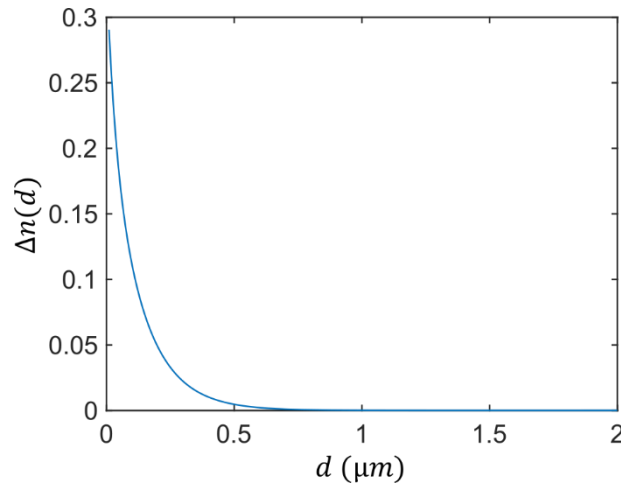


Figure 4.30 - Différence d'indice entre les supermodes pair et impair, pour différentes distances de séparation des guides droits.

Le coefficient de transmission d'un coupleur directionnel constitué par deux guides droits parallèles distants de d s'exprime en fonction de la distance de propagation y comme $\sigma(y) = |\cos(\theta(y))|$, où :

$$\theta(y) = \frac{\pi y \Delta n(d)}{\lambda} \quad (4.40)$$

Pour un coupleur dont la distance entre les guides $d(y)$ dépend de la distance de propagation y , $\theta(y)$ devient :

$$\theta(y) = \frac{\pi}{\lambda} \int_0^y \Delta n(d(y)) dy \quad (4.41)$$

Dans le cas d'un coupleur dont l'un des guides est circulaire, de rayon de courbure R , et séparé du premier guide en y_0 d'une distance minimale g (Fig. 4.31 (a)), $d(y)$ vaut :

$$d(y) = g + R - \sqrt{R^2 - (y - y_0)^2} \quad (4.42)$$

L'intégrale (4.41) puis le coefficient de transmission $\sigma(L)$ sont ainsi calculés numériquement pour $R = 150 \mu m$, sur une distance de propagation L , telle que $d(0) = d(L) = 1.5 \mu m$, et pour g allant de 60 à 700 nm (Fig. 4.31).

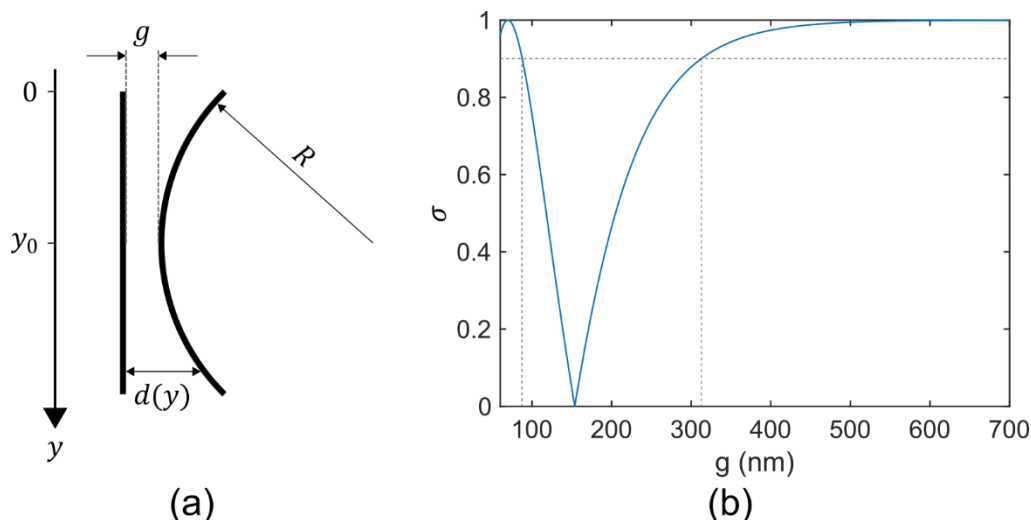


Figure 4.31 - (a) Représentation schématique d'un coupleur directionnel dont l'un des guides est rectiligne et l'autre est circulaire avec un rayon de courbure R . (b) Coefficient de couplage en fonction de l'espacement minimal entre les deux guides g .

Deux solutions sont obtenues pour un coefficient de couplage de 0.9 : $g = 87 \text{ nm}$ et $g = 310 \text{ nm}$. Dans la première solution, au cours de sa propagation le champ électrique provenant du guide d'entrée est intégralement couplé dans le guide circulaire avant de revenir à 90% dans le guide d'entrée-sortie, tandis que dans la seconde solution, seuls 10% sont couplés dans l'anneau sans que l'énergie ne fasse d'aller-retour entre les deux guides. Dans le contexte de la fabrication des composants, il existe une incertitude sur la taille du gap g et sur le profil du mode. Pour éviter que ces incertitudes se propagent fortement aux coefficients du coupleur, il vaut mieux privilégier la solution pour laquelle la pente $\partial\sigma/\partial g$ est plus faible, c'est-à-dire $g = 310 \text{ nm}$. Après avoir fixé les deux paramètres géométriques pour la conception du modulateur, j'ai pu dessiner son plan, destiné à la fabrication de la structure par STMicroelectronics. En pratique 8 modulateurs ont été dessinés par précaution, avec des gaps allant de 260 nm à 330 nm (par pas de 10 nm), et un dernier modulateur avec un gap de 100 nm. Les différentes configurations pourront également être un moyen de vérifier expérimentalement le comportement attendu pour différentes valeurs de σ . La figure 4.32 représente le plan final de la puce. Les composants sont actuellement en cours de fabrication.

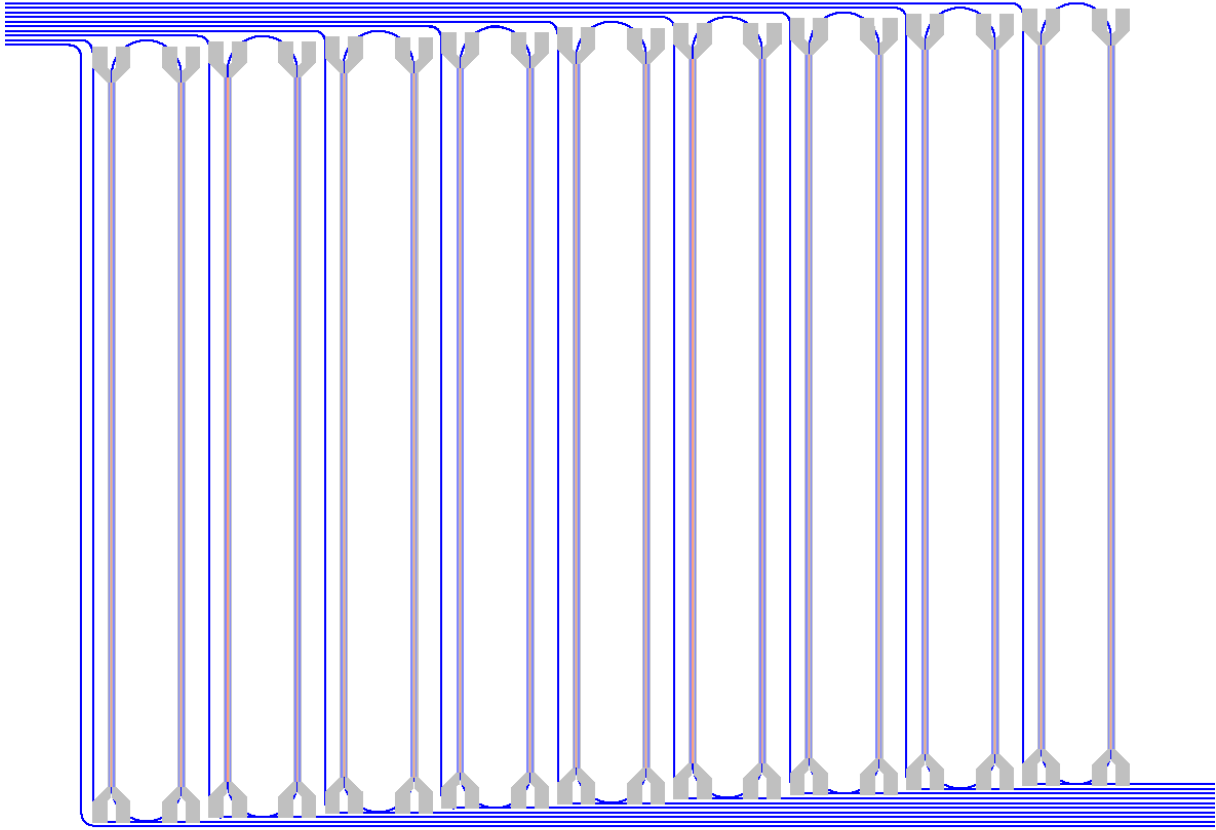


Figure 4.32 - Plan final de la puce contenant 9 modulateurs en anneau, dont les gaps vont de 260 à 330 nm pour 8 d'entre eux et vaut 100 nm pour le 9^e. (bleu : guide d'onde, gris : électrodes métalliques).

4.3.3 Modulation à deux tons : théorie et simulations

Comme nous l'avons vu dans l'état de l'art sur la génération de peignes de fréquences à partir des modulateurs silicium, une solution courante pour générer davantage de raies consiste à appliquer une ou plusieurs harmoniques depuis le domaine électrique, soit en combinant ces harmoniques avec la fréquence fondamentale électriquement avant de les appliquer sur un modulateur, soit en appliquant chaque fréquence sur des modulateurs cascades. Dans cette section, nous allons voir que la technique présente un intérêt significatif pour la structure résonante.

Dans le cas où la phase accumulée par le champ électrique après un tour n'est modulée qu'à une fréquence, on peut l'exprimer comme :

$$\phi(t) = \phi_0 - m_0 \cos(2\pi\nu_m t) \quad (4.43)$$

Avant de prouver l'intérêt d'appliquer une harmonique sur le modulateur, il est utile de considérer dans un premier temps l'effet de m_0 et ϕ_0 sur la transmission dans ce cas monofréquence.

La Fig. 4.33 rassemble des exemples de $\phi(t)$ et de réponses temporelles correspondantes, pour différentes combinaisons de m_0 (rad) et ϕ_0 (rad) : pour $m_0 = 1$ et $\phi_0 = 0$ (a), pour $m_0 = 2$ et $\phi_0 = 0$ (b) et pour $m_0 = 1$ et $\phi_0 = 0.5$ (c). On remarque deux propriétés générales : dans tous les cas les impulsions creusent la porteuse aux instants où $\phi(t) = 2k\pi$ (dans ces exemples $k = 0$), cette condition peut en effet être vue comme une condition de résonance instantanée dans la structure. D'autre part, au premier ordre, la largeur d'une impulsion est inversement proportionnelle à la dérivée temporelle de la phase : $d\phi(t)/dt$, évaluée à l'instant où $\phi(t)$ s'annule (cette approximation n'est vraie que lorsque la finesse de la résonance est élevée et que les dérivées d'ordres supérieures sont négligeables). Cette dérivée peut être vue comme un facteur d'échelle temporel, en reprenant le raisonnement de la section 4.3.1.

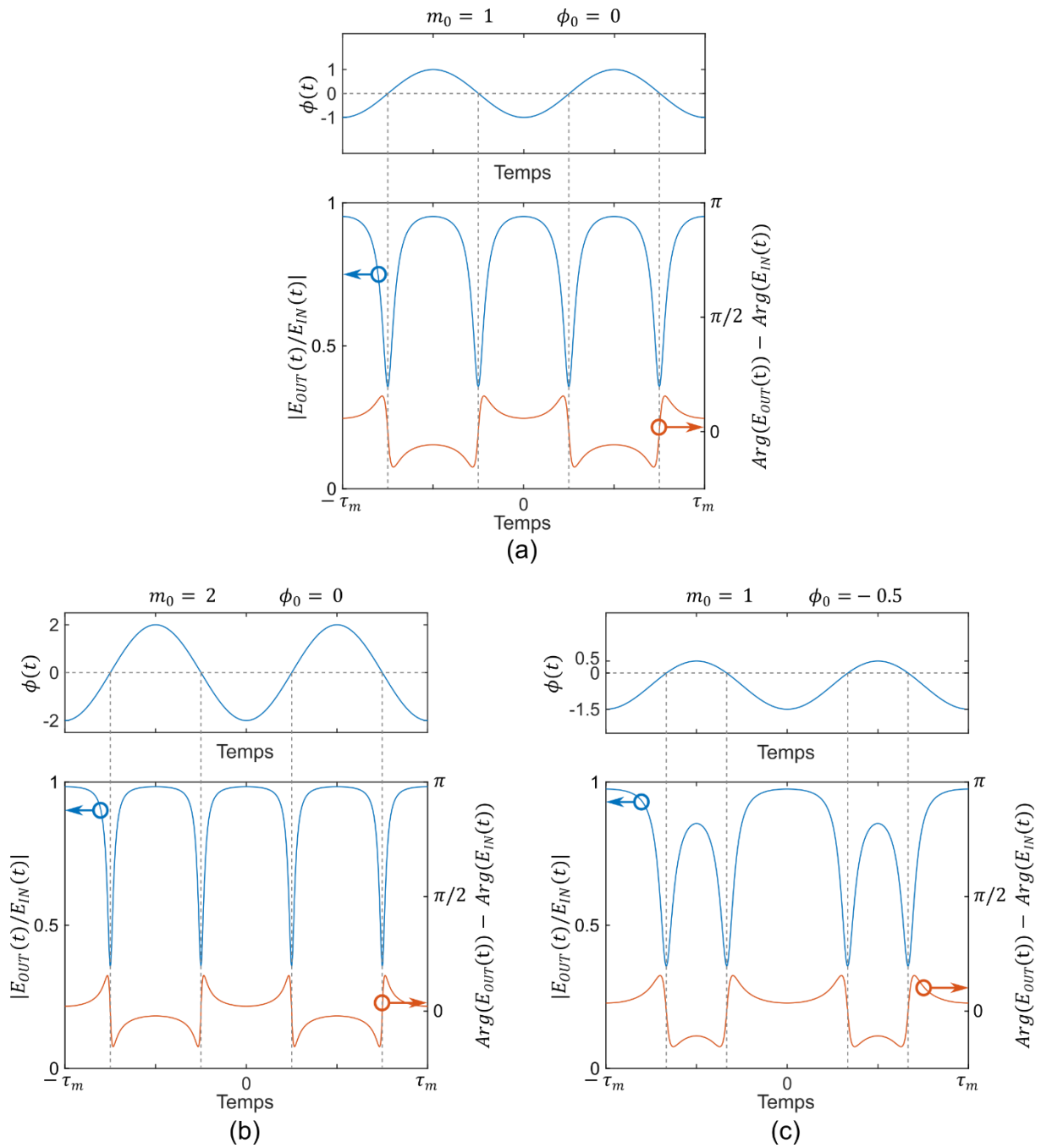


Figure 4.33 - Exemples de phase accumulée par le champ électrique après un tour dans l'anneau $\phi(t) = \phi_0 - m_0 \cos(2\pi\nu_m t)$ et réponse temporelle de l'anneau pour (a) $m_0 = 1$ et $\phi_0 = 0$, (b) $m_0 = 2$ et $\phi_0 = 0$, (c) $m_0 = 1$ et $\phi_0 = -\pi/2$

Ces deux propriétés sont en fait conservées quelle que soit la forme du signal modulant, pourvu que ce dernier soit périodique et que sa période satisfasse la condition (4.31). Il est important de remarquer que le désaccord fréquentiel entre la porteuse et la résonance statique, intervenant dans la phase ϕ_0 , peut être exploité dans une certaine limite pour changer la valeur de la dérivée aux instants où la porteuse résonne, et donc la largeur des impulsions ou du peigne. Dans le cas où une seule fréquence est appliquée, $d\phi(t)/dt$ est maximisée pour $\phi_0 = 0$. Sa valeur est limitée par l'indice de modulation, lui-même limité par la longueur de modulateur et la tension appliquée.

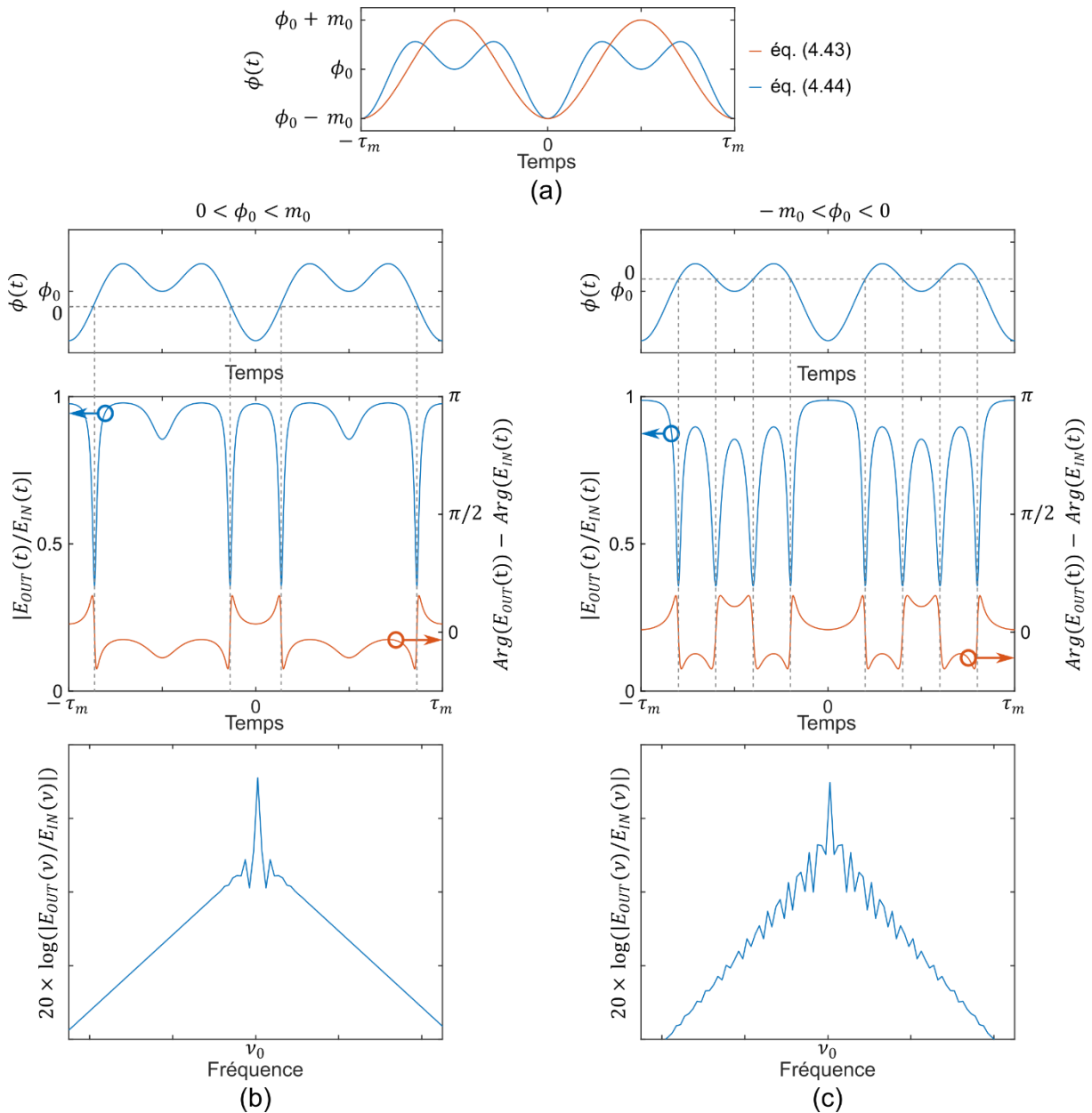


Figure 4.34 - (a) Représentation des équations (4.43) et (4.44). (b) Pour (4.44), lorsque $0 < \phi_0 < m_0$ la transmission comprend une paire d'impulsions conjuguées dans chaque période, et l'enveloppe du peigne correspondant est lisse. (c) Lorsque $-m_0 < \phi_0 < 0$, la transmission comprend deux paires d'impulsions dans chaque période. Les spectres correspondant à chaque paire ne sont pas en phase, et leur superposition donne une enveloppe irrégulière pour le peigne résultant.

La figure 4.34 (a) représente $\phi(t)$ lorsque le signal modulant contient 1 fréquence (éq. (4.43)) ou bien deux fréquences, c'est-à-dire :

$$\phi(t) = \phi_0 - \frac{m_0}{2} [\cos(2\pi\nu_m t) + \cos(4\pi\nu_m t)] \quad (4.44)$$

On voit donc l'intérêt d'ajouter une harmonique dans le signal modulant : cela permet d'augmenter le maximum de la dérivée $d\phi(t)/dt$ et donc la largeur en fréquence du spectre généré. Lorsque la phase ne s'annule que 2 fois dans une période, l'une des impulsions est responsable des raies apparaissant aux fréquences supérieures à ν_0 , et l'autre (conjuguée de la première) est responsable des raies apparaissant aux fréquences inférieures à ν_0 . Le spectre résultant possède alors une enveloppe relativement lisse. C'est le cas lorsque $0 < \phi_0 < m_0$ (Fig. 4.34 (b)). Cependant si $-m_0/2 < \phi_0 < 0$, une nouvelle paire d'impulsions conjuguées est créée en plus de la première. Dans cette nouvelle paire, les impulsions sont décalées temporellement, et leur largeur peut différer de la première paire.

Les enveloppes spectrales correspondant à chaque paire d'impulsion se superposent pour donner l'enveloppe finale. Du fait des différences et retards entre chaque paire, les enveloppes correspondantes n'ont ni la même largeur ni la même phase, et l'enveloppe finale peut devenir très irrégulière (Fig. 4.34 (c)). C'est pourquoi il est important de contrôler judicieusement ϕ_0 et m_0 afin de s'assurer que seules deux impulsions conjuguées soient présentes dans une période de modulation. Une autre manière d'éviter ce phénomène est d'atténuer l'harmonique dans le signal modulant, au détriment de la largeur spectrale.

À partir de quelques approximations, la référence [77] propose une stratégie de calcul analytique de l'enveloppe d'un peigne, dans le cas où une seule fréquence modulante est appliquée sur une structure Fabry-Perot. J'ai repris cette stratégie afin d'apprécier quantitativement l'enveloppe et la bande passante d'un peigne obtenu, dans le cas d'un modulateur en anneau et pour deux fréquences appliquées. Le calcul détaillé est fourni en annexe et constitue une preuve plus rigoureuse du phénomène étudié dans cette section. On trouve pour finir une expression pour l'enveloppe, généralisable à un signal $\phi(t)$ périodique quelconque, à condition de n'avoir qu'une seule paire d'impulsions conjuguées dans une période :

$$\left| \frac{E_{OUT}(\nu)}{E_{IN}(\nu)} \right|^2 \approx \delta(\nu - \nu_0) + \frac{(T_{\phi=0} - 1)^2}{G^2} \exp\left(-2 \frac{|\nu - \nu_0|}{\nu_m G}\right) \quad (4.45)$$

Avec

$$T_{\phi=0} = \left| \frac{\sigma - a}{1 - \sigma a} \right| \quad (4.46)$$

Et

$$G = \frac{F}{\pi \nu_m} \left. \frac{d\phi(t)}{dt} \right|_{\phi(t)=0} \quad (4.47)$$

Où F est la finesse du résonateur. La bande passante du peigne BW_x à x dB (en négligeant la porteuse) vaut donc :

$$BW_x = \frac{xF}{4.34\pi} \left. \frac{d\phi(t)}{dt} \right|_{\phi(t)=0} \quad (4.48)$$

Ces résultats confirment le comportement expliqué précédemment. Dans le cas particulier où $\phi(t)$ ne contient qu'une fréquence (éq. (4.43)), la dérivée vaut :

$$\left. \frac{d\phi(t)}{dt} \right|_{\phi(t)=0} = \pm 2\pi \nu_m m_0 \sin(\arccos(\phi_0)/m_0) \quad (4.49)$$

Dans le cas particulier où $\phi(t)$ contient deux fréquences (éq.(4.44)), la dérivée vaut :

$$\left. \frac{d\phi(t)}{dt} \right|_{\phi(t)=0} = \pm \pi \nu_m m_0 (\sin(\theta) + 2 \sin(2\theta)) \quad (4.50)$$

Avec

$$\theta = 2 \arctan \left(\sqrt{\frac{\sqrt{m_0(8\phi_0 + 9m_0/2)/2} - 3m_0/2}{\phi_0} - 1} \right) \quad (4.51)$$

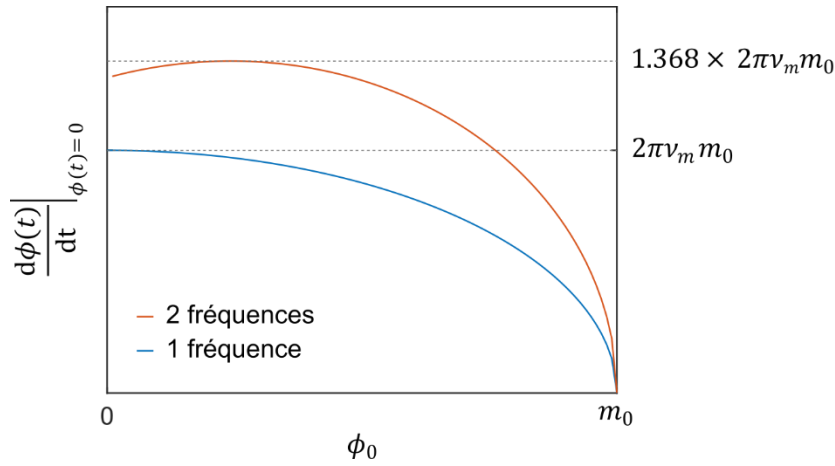


Figure 4.35 – Dérivées temporelles de la phase $\phi(t)$ aux points où elle s'annule pour ϕ_0 allant de 0 à m_0 , lorsque le signal modulant contient 1 fréquence (bleu) ou deux fréquences (rouge).

La figure 4.35 représente les dérivées dans chaque cas, pour ϕ_0 allant de 0 à m_0 . Appliquer deux tons permet d'atteindre un maximum plus élevé. Le rapport des maximums vaut environ 1.37 (indépendant de m_0). La bande passante optimale du peigne est donc 37 % plus large dans le cas d'une modulation à deux tons. On peut noter au passage que le point d'inflexion de $\phi(t)$ y est atteint pour $\phi_0 \neq 0$.

Ces conclusions théoriques concernent une modulation de phase pure et purement sinusoïdale. Je vais à présent estimer les performances du modulateur silicium à partir du modèle numérique (c'est-à-dire prenant en compte la modulation de phase réelle, la modulation d'absorption associée et la réponse fréquentielle) dans le cas d'une modulation de phase à deux tons.

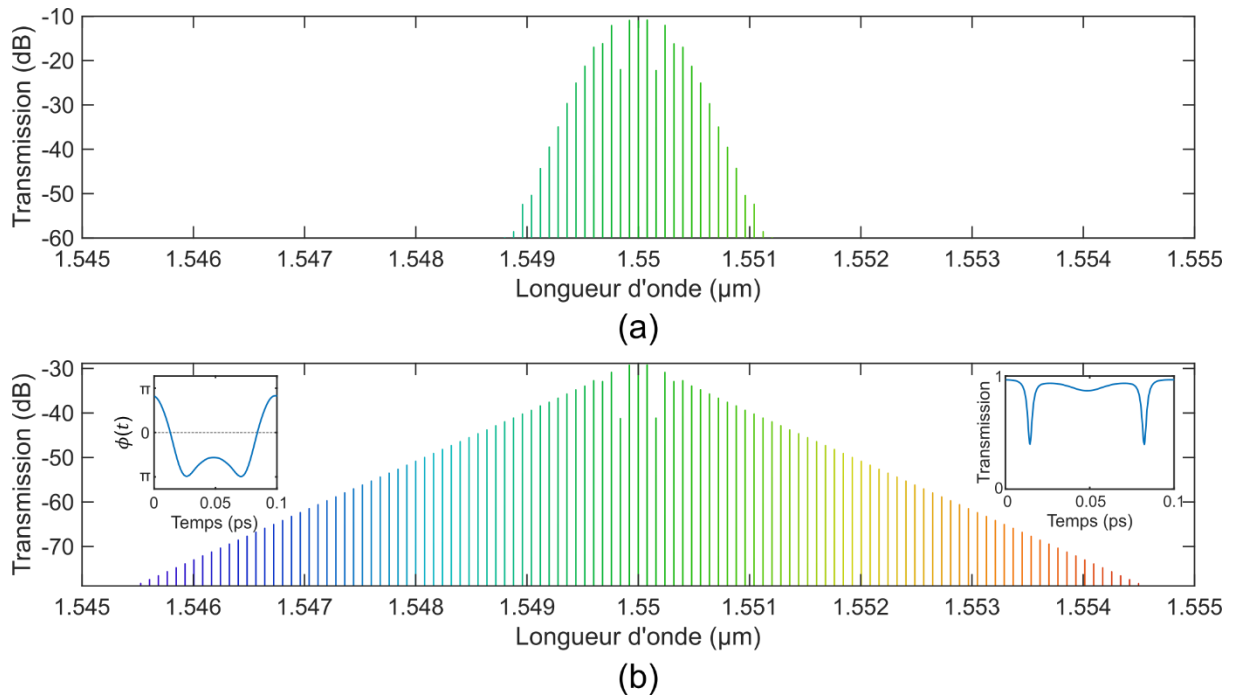


Figure 4.36 - (a) Peigne simulé pour l'application de signaux à 10 et 20 GHz sur deux modulateurs de phases de 3.025 mm cascades. (b) Peigne obtenu dans les mêmes conditions avec la structure résonante. Dans le coin supérieur gauche est représentée la phase accumulée après un tour $\phi(t)$ au cours du temps, et dans le coin supérieur droit la transmission temporelle correspondante, sur une période de modulation.

Une tension de 14 V_{pp} à 10 GHz est appliquée sur l'un des modulateurs de phase et de 14 V_{pp} à 20 GHz sur le second modulateur de phase. Le coefficient de couplage directionnel de 0.9 choisi dans la section précédente est conservé. Le peigne optimal est représenté sur la Fig. 4.36. En comparaison, le peigne obtenu avec deux modulateurs de phase cascades dans les mêmes conditions est également représenté. Dans le coin supérieur gauche de la Fig. 4.36 (b), la phase $\phi(t)$ est représentée sur une

période RF. Sa forme diffère sensiblement des exemples précédents pour deux raisons : d'une part les modulateurs de phases sont non-linéaires, et d'autre part l'harmonique à 20 GHz est plus atténuée que la fondamentale à 10 GHz par la bande passante électro-optique du PM. Pour l'évaluation des performances, ϕ_0 été optimisé pour que $\phi(t)$ s'annule en son point d'inflexion. On constate que $N_{50\text{ dB}} = 28$ raies sont obtenues avec les modulateurs de phases cascades contre $N_{50\text{ dB}} = 112$ raies pour la structure résonante, soit une amélioration d'un facteur 4. Enfin, en comparaison de la modulation monotone, l'application d'une harmonique permet un élargissement de 64.5 % de la bande passante du peigne.

4.3.4 Conclusion sur la génération de peignes de fréquences larges-bandes

Dans cette section, j'ai présenté l'étude et la conception d'un résonateur en anneau dans lequel deux modulateurs de phases en silicium sont intégrés. Après avoir expliqué le principe de fonctionnement de la structure, et comment la modéliser numériquement, j'ai exploité le modèle pour optimiser la longueur des modulateurs de phase et la séparation entre les guides d'entrée sortie et le guide de l'anneau, en vue de concevoir un générateur de peigne avec un taux de répétition de 10 GHz. La structure optimisée permet d'obtenir un compromis de $N_{50\text{ dB}} = 68$ raies générées pour une efficacité de conversion de $\eta = -18.9\text{ dB}$. La structure se prêtant naturellement à l'application de deux signaux, j'ai par la suite étudié la possibilité d'ajouter une harmonique dans le signal modulant. Après avoir fourni une explication qualitative de l'utilité de cette pratique, je l'ai quantifiée théoriquement dans le cas d'une modulation de phase pure. Le modèle numérique m'a ensuite permis d'évaluer le bénéfice de cette technique dans le contexte du modulateur en silicium dimensionné précédemment, montrant que l'application d'une harmonique devrait permettre d'atteindre jusqu'à $N_{50\text{ dB}} = 112$ raies, soit près de 3.5 fois le record du nombre de raies générées expérimentalement dans la littérature [163]. La structure est en cours de fabrication par STMicroelectronics et une vérification expérimentale de ses performances pourra être réalisée ultérieurement.

4.4 Spectroscopie à deux peignes

L'une des applications phares des peignes de fréquences est la spectroscopie. Dans ce contexte, une technique mesure particulièrement avantageuse est la technique de spectroscopie à deux peignes ou DCS (dual-comb spectroscopy). Dans cette partie, je présente les résultats d'une expérience d'interférométrie à deux peignes que j'ai réalisée à partir de modulateurs silicium [179]. Dans un premier temps je détaillerai le principe de la technique DCS, puis j'exposerai l'implémentation et la caractérisation de la technique. Une méthode basée sur l'accordabilité des peignes de fréquences électro-optique sera ensuite exploitée pour mesurer la réponse spectrale d'un filtre passe-bande à partir de deux peignes de fréquences.

4.4.1 Principe de la spectroscopie à deux peignes de fréquences

Le principe de la spectroscopie à deux peignes consiste à produire dans le domaine des fréquences électriques une image du spectre optique (Fig. 4.37). Pour ce faire, deux peignes de fréquences sont générés : un peigne référence et un peigne sonde, dont le taux de répétition diffère d'une quantité $\Delta\nu_m$. Le faisceau portant le peigne sonde se propage dans un milieu absorbant et/ou dispersif dont la réponse spectrale, qu'on pourrait représenter par une fonction de transfert $H(\nu)$ appliquée sur le champ électrique, est interrogée. Les deux peignes sont ensuite combinés, et l'ensemble du spectre comporte plusieurs paires de raies, chacune pouvant être associée à un indice n . Pour la paire d'indice 0, la distance entre les raies est notée ν_{off} , pour la paire d'indice n la distance vaut donc $n \times \Delta\nu_m + \nu_{off}$. Le tout étant envoyé sur un photodétecteur, chaque paire de raie produit donc un battement à la fréquence $n \times \Delta\nu_m + \nu_{off}$. La puissance électrique du battement est proportionnelle au produit des puissances des deux raies optiques, et la phase du battement est égale à la différence des phases

entre les deux raies, comme décrit dans la section 4.1.3. Si le peigne de référence est plat, une image du second peigne est donc produite dans le spectre RF avec un facteur d'échelle d'environ $\Delta\nu_m/\nu_m$ et permet de retrouver la fonction de transfert optique $H(\nu)$ du milieu interrogé.

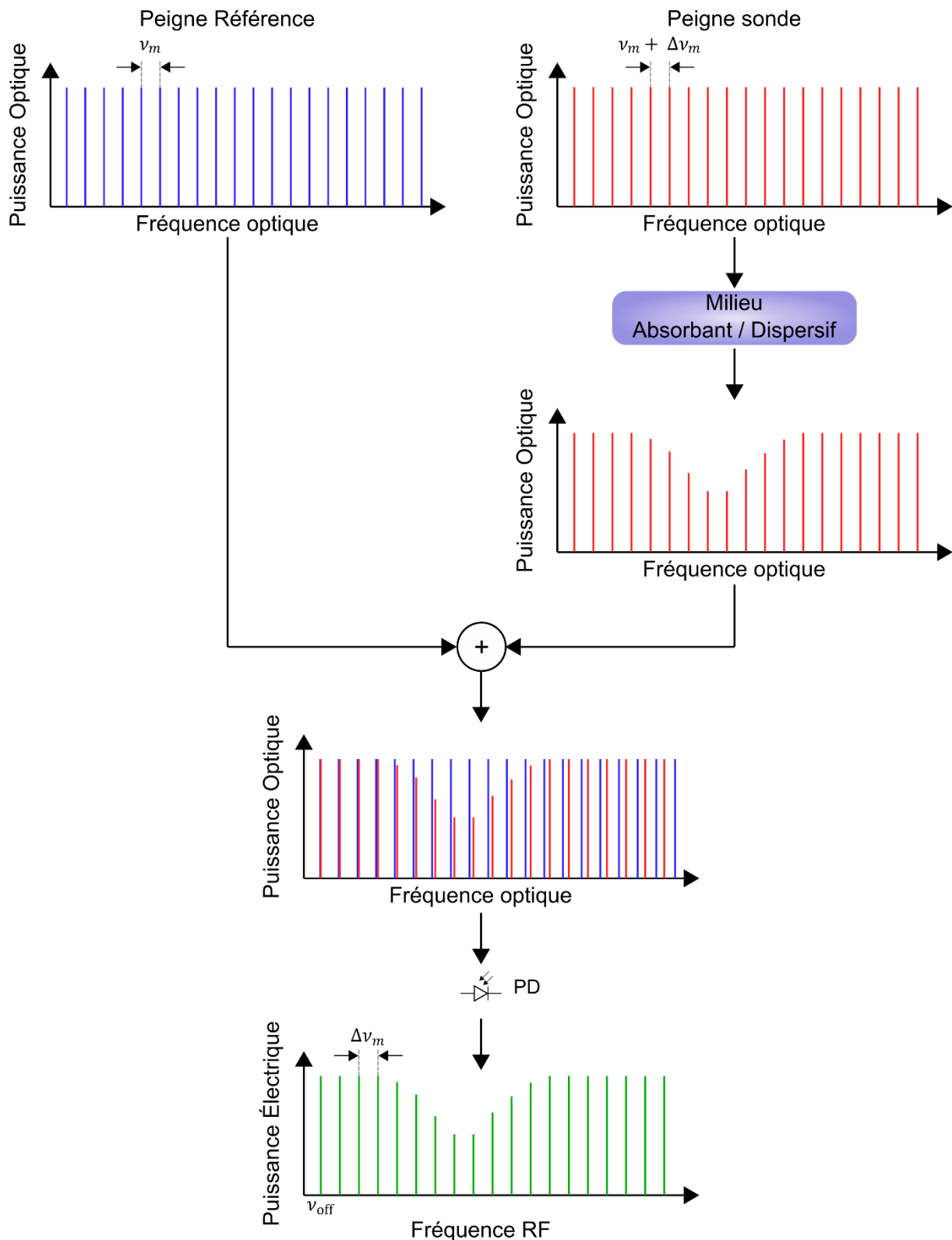


Figure 4.37 - Principe de la spectroscopie à deux peignes. Un peigne de référence et un peigne sonde dont les taux de répétition diffèrent légèrement sont générés. L'un des peignes interroge un milieu absorbant et/ou dispersif. Les deux peignes sont ensuite combinés puis photo-défectés. Une image du spectre optique est alors produite aux fréquences RF par les battements entre chaque paire de raies.

Une variante à cette expérience (non représentée) consiste à combiner les deux peignes optiquement avant de propager l'ensemble dans le milieu. Les deux peignes sont donc tous deux affectés de la fonction de transfert $H(\nu)$. La différence entre les phases de chaque paire de raies est quasi-nulle et ne permet pas de remonter aux propriétés dispersives du milieu. Néanmoins, l'amplitude des battements est alors proportionnelle à $|H(\nu)|^2$ et non plus $|H(\nu)|$, cette variante présente donc une meilleure sensibilité pour la spectroscopie d'absorption.

L'avantage de la spectroscopie à deux peignes réside dans la combinaison d'un bon rapport signal à bruit avec une mesure simultanée de plusieurs points dans le spectre optique, mais deux difficultés importantes peuvent se poser dans son implémentation. Premièrement, des contraintes s'appliquent sur $\Delta\nu_m$, ν_m et n_{max} le nombre total de raies, pour éviter un repliement des battements. C'est-à-dire que $\Delta\nu_m$ doit être inférieur à $\nu_m/(2 \times n_{max})$. Les taux de répétition de chaque peigne doivent donc être contrôlés pour s'adapter aux applications et aux performances visées.

Deuxièmement, le rapport signal à bruit élevé est assuré par la cohérence mutuelle entre les raies de chaque peigne. Plus le temps de cohérence mutuelle est élevé, plus l'énergie utile peut être accumulée sur une longue durée sans dégradation des battements. Mais maintenir cette cohérence mutuelle peut nécessiter des montages d'asservissement lourds entre les deux sources de peignes [30,127,139].

Lorsque les peignes de fréquences sont générés par voie électro-optique, ces deux difficultés sont aisément contournées : le contrôle du taux de répétition se fait directement par la fréquence délivrée par les synthétiseurs RF, qui peuvent être synchronisés. Une bonne cohérence mutuelle peut également être assurée en générant les deux peignes à partir de la même source laser.

4.4.2 Démonstration expérimentale

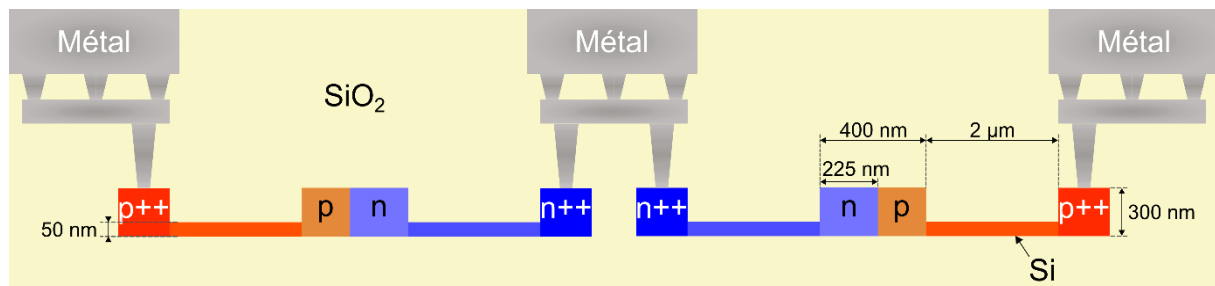


Figure 4.38 - Vue en coupe schématique du SPP-MZM utilisé pour la génération des peignes de fréquences dans le cadre de l'expérience d'interférométrie à deux peignes.

Pour implémenter expérimentalement l'interférométrie à deux peignes, j'ai utilisé deux modulateurs silicium SPP-MZM identiques, conçus par D. Pérez Galacho [56] et issus du lot Q645123 du run MEROPE de STMicroelectronics. Une vue en coupe schématique d'un modulateur est représentée sur la Fig. 4.38 avec les dimensions transverses. La longueur des régions dopées est de 4 mm, et des déphaseurs thermo-optiques (non-représentés) sont placés sur chaque bras pour contrôler le point de fonctionnement du modulateur. L'accès optique se fait par des réseaux de couplage optimisés pour le guidage de la lumière à une longueur d'onde de 1550 nm, avec une bande passante optique à 3 dB de 35 nm. Le $V_\pi L_\pi$ de la structure est mesuré à environ 3.2 V×cm, et sa fonction de transfert électro-optique donne une bande passante de 18 GHz.

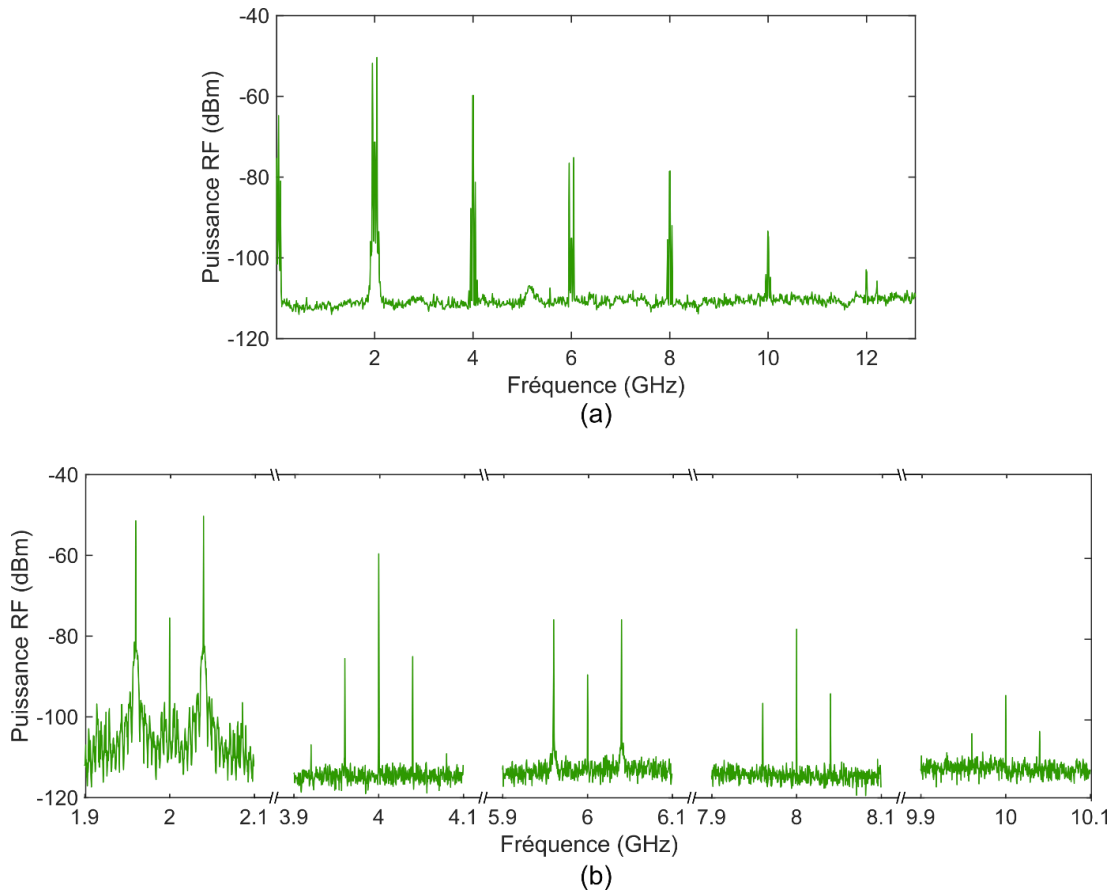


Figure 4.39 - (a) Mesure hétérodyne d'un peigne de fréquences généré par le SPP-MZM silicium avec un taux de répétition de $\nu_m = 2 \text{ GHz}$. (b) Agrandissement du spectre électrique autour des fréquences $n \times \nu_m$.

Un premier montage expérimental représenté sur la figure 4.8 (c) permet de mesurer le peigne de fréquences en sortie d'un unique SPP-MZM par la technique de mesure hétérodyne décrite dans la partie 4.1.3. Pour cette mesure, la fréquence de modulation est fixée à $\nu_m = 2 \text{ GHz}$, la puissance RF est de 22 dBm, la tension de polarisation des diodes est -6 V et le déphasage optique entre les bras du MZM est 1.1π . Le modulateur acousto-optique reçoit un signal modulant de 24 dBm à $\nu_{AOM} = 40 \text{ MHz}$. La mesure est reportée sur la figure 4.39. Les battements entre les raies du peigne et la raie laser décalée apparaissent aux fréquences $n \times \nu_m \pm \nu_{AOM}$. L'équivalent de 11 raies optiques sont observées au total au-dessus du bruit.

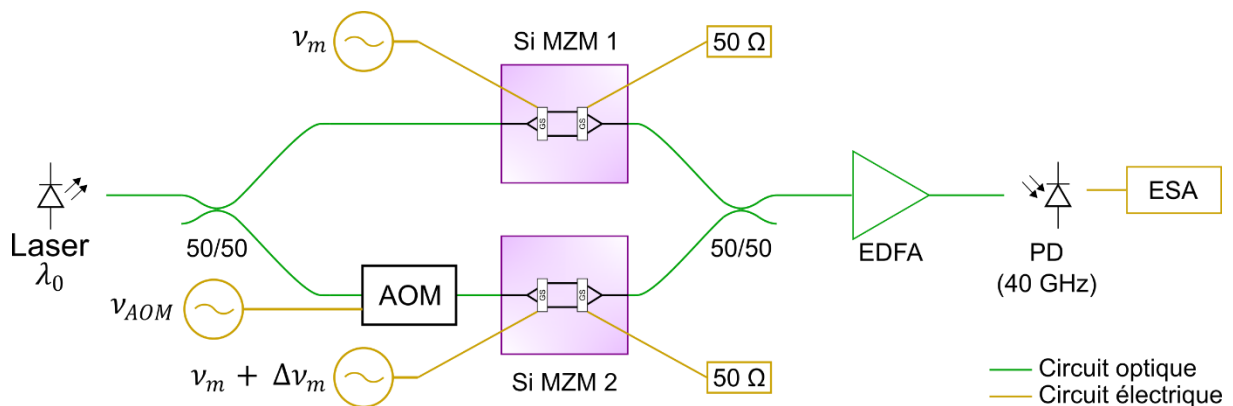
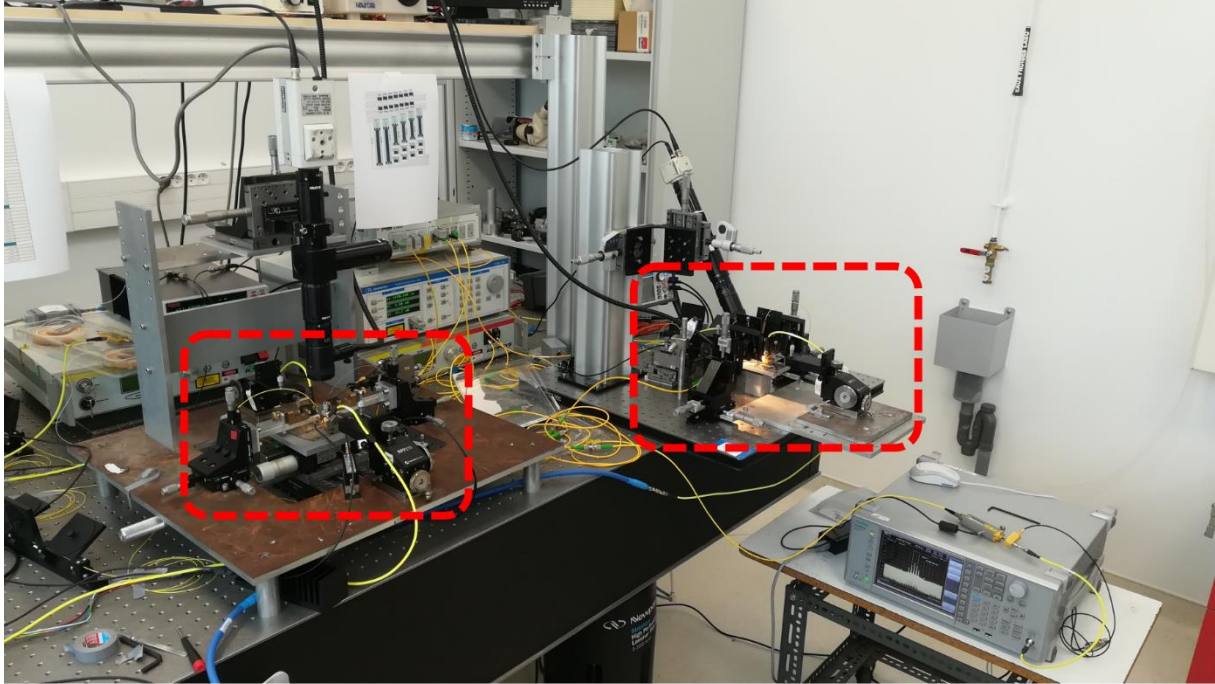


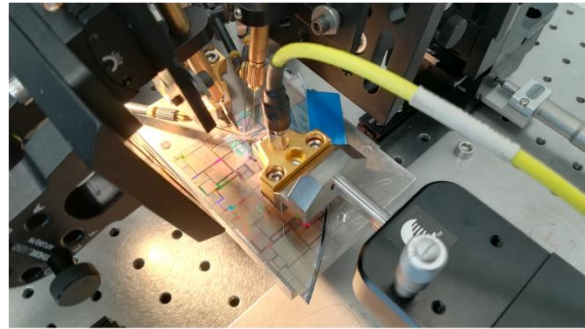
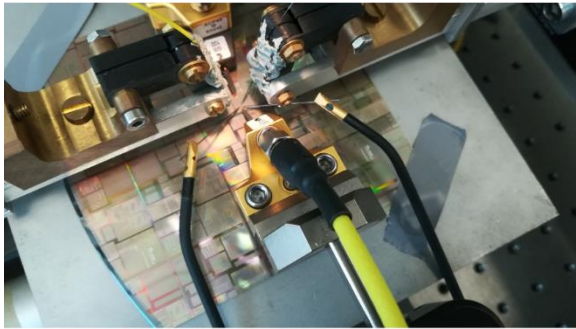
Figure 4.40 - Montage expérimental pour l'interférométrie à deux peignes à partir de deux puces en silicium contenant chacune un SPP-MZM. EDFA : amplificateur à fibre dopée erbium ; PD : photodiode ; ESA : analyseur de spectre électrique.

Le montage d'interférométrie à deux peignes, schématisé sur la Fig. 4.40, est ensuite mis en œuvre à partir des deux puces contenant chaque modulateur. Il s'agit presque du même montage que pour la mesure hétérodyne, avec un second modulateur générant un second peigne autour de la raie laser

décalée. Un amplificateur à fibre dopée à l'erbium est utilisé en sortie du combineur pour compenser leurs pertes d'insertion et assurer une puissance de 0 dBm au niveau de la photodiode 32 GHz. Le signal appliqué sur le modulateur acousto-optique est inchangé ($\nu_{AOM} = 40 \text{ MHz}$ et une puissance de 24 dBm). La puissance des signaux électriques appliqués sur les modulateurs silicium est fixée à 24 dBm et la différence entre leurs fréquences $\Delta\nu_m$ sera fixée à 4 MHz. La longueur d'onde du laser λ_0 et la fréquence de modulation ν_m seront variées dans la suite des expériences. La photographie 4.41 montre les deux bancs de caractérisation adjacents, accueillant chacun une puce pour cette expérience.



(a)



(b)

Figure 4.41 - (a) Photographie du montage expérimental pour l'interférométrie à deux peignes. Les deux bancs correspondant aux deux modulateurs sont encadrés en rouge. (b) Photographies des échantillons silicium avec les accès électriques et optiques.

Pour une fréquence de modulation $\nu_m = 0.5 \text{ GHz}$, et à une longueur d'onde $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$, les battements mesurés sont reportés sur la figure 4.42. 7 battements sont mesurés autour de ν_{AOM} , distants de $\Delta\nu_m = 4 \text{ MHz}$. Nous les numérotions de -3 à 3, l'indice 0 correspondant au battement entre les porteuses de chaque peigne à ν_{AOM} , tel que la fréquence du battement b_n vaut $\nu_{AOM} + n\Delta\nu_m$.

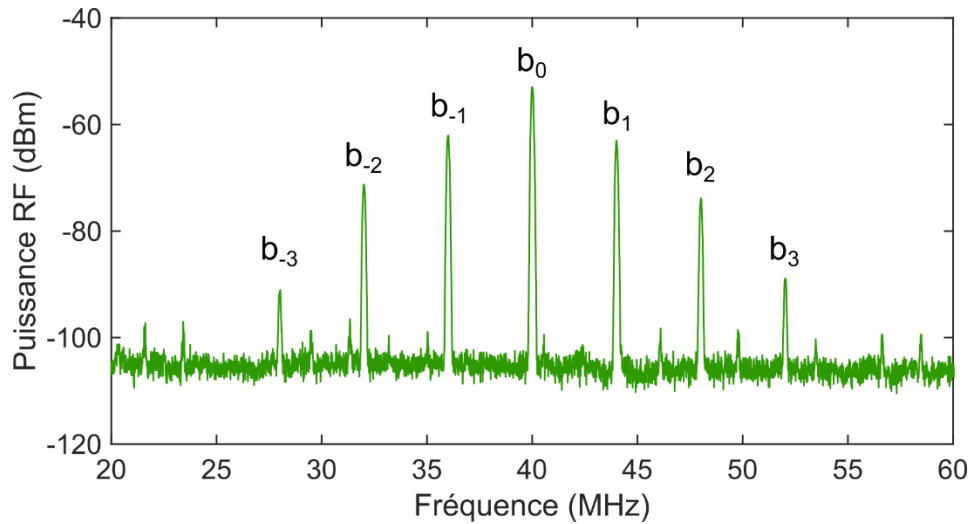


Figure 4.42 - Battements mesurés par l'interférence des deux peignes sur la photodiode avec $\nu_m = 500$ MHz et $\Delta\nu_m = 4$ MHz. Les différents battements b sont indexés par un nombre en leur fréquence ν_{AOM}

L'accordabilité des battements pour b_{-2} à b_2 est ensuite étudiée, en fonction de la longueur d'onde du laser incident et de la fréquence de modulation. La Fig. 4.43 (a) représente l'évolution des battements lorsque λ_0 s'étend de 1530 à 1570 nm, ν_m étant fixée à 10 GHz. On constate le même comportement pour tous les battements, avec un lobe dont le maximum se situe aux alentours de 1545 nm, correspondant en fait à la réponse des réseaux de couplage en entrée et en sortie. Les composants sont exploitables sur une large bande optique. La Fig. 4.43 (b) représente l'évolution des battements en fonction de la fréquence de modulation : leur puissance est maintenue jusqu'à une fréquence ν_m de 12 GHz, pour λ_0 étant fixée à 1550 nm. Au-delà, les équipements ne permettent pas de générer un signal de 24 dBm, mais en théorie, la fréquence de modulation est accordable dans la bande passante des modulateurs (18 GHz).

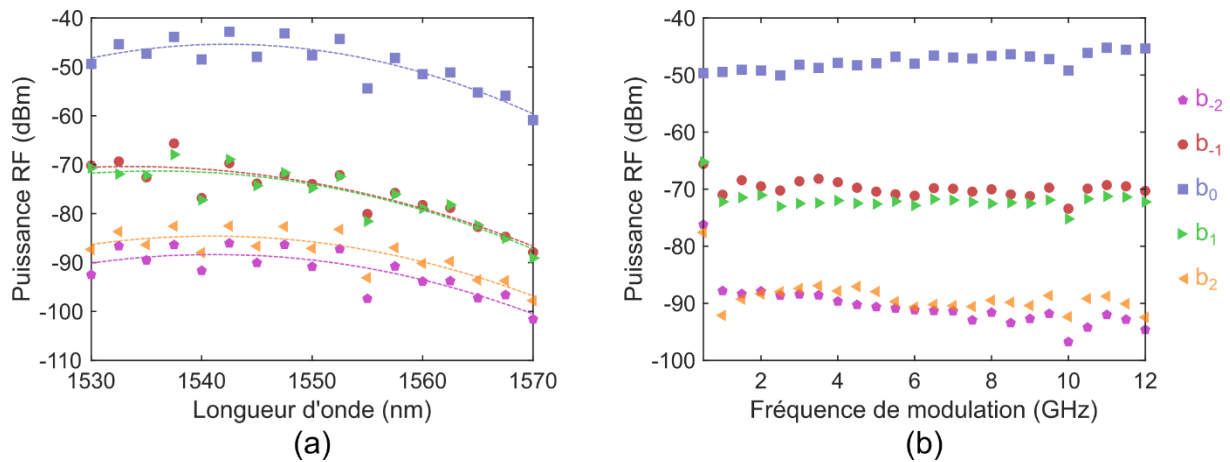


Figure 4.43 - Évolution de la puissance RF des battements -2 à 2 lorsque (a) la longueur d'onde du laser va de 1530 à 1560 nm ($\nu_m = 10$ GHz) et (b) la fréquence de modulation va de 0.5 à 12 GHz ($\lambda_0 = 1550$ nm). Les courbes en pointillés sont issues de régressions polynomiales pour une meilleure appréciation des tendances.

L'accordabilité du système ayant été démontrée, une expérience de spectroscopie est menée. Pour cette expérience, j'ai tenté de mesurer la fonction de transfert d'un filtre optique passe-bande à partir des battements. Du fait des pertes d'insertion introduites par le filtre, seuls les battements b_{-1} , b_0 et b_1 sont exploitables. Pour compenser le faible nombre de raies, il est intéressant de tirer parti de la flexibilité des peignes de fréquences électro-optiques : les paires de raies optiques produisant les battements b_{-1} et b_1 peuvent parcourir le spectre optique simplement en changeant la fréquence de modulation ν_m . D'autre part la fréquence des battements ne dépend que de ν_{AOM} et $\Delta\nu_m$. En conservant ces deux quantités, la position des battements est maintenue quelle que soit la valeur de ν_m . Le filtre optique YENISTA XTM-50 est placé entre l'EDFA et le photodétecteur. Des mesures

successives de b_{-1} et b_1 pour ν_m allant jusqu'à 12.5 GHz sont effectuées. À partir d'une mesure de référence faite dans des conditions similaires mais en l'absence du filtre, la fonction de transfert de ce dernier est reconstituée (points rouges sur la Fig. 4.44 (a)). Le rapport d'échelle entre la puissance des battements sur le spectre RF et la puissance d'une raie optique est un facteur 2 en logarithmique, la mesure électrique est donc normalisée en conséquence pour rendre compte de la transmission optique. Le plancher de bruit représenté (ligne grise en pointillés) correspond à la différence entre la puissance du battement dans le spectre de référence et le niveau de bruit dans le spectre de la mesure, normalisée dans le domaine optique. À titre de comparaison, la fonction de transfert du filtre a également été mesurée avec le testeur de composant YENISTA CT-400 (courbe bleue). Ce dispositif pilote un laser accordable afin de mesurer une transmission en fonction de la fréquence du laser. Pour cette mesure comparative, le laser a été accordé sur 25 GHz avec un pas de 125 MHz. Une incertitude de ± 5 GHz sur la fréquence absolue du laser a conduit à un désaccord estimé de 4.75 GHz entre les deux mesures brutes, qui a été compensé numériquement sur la Fig. 4.44 (a). Les deux méthodes montrent un très bon accord pour la reconstitution de la fonction de transfert du filtre. La différence entre les deux méthodes est représentée en échelle linéaire sur la figure 4.44 (b), et l'écart-type de ces résidus vaut 2.7%.

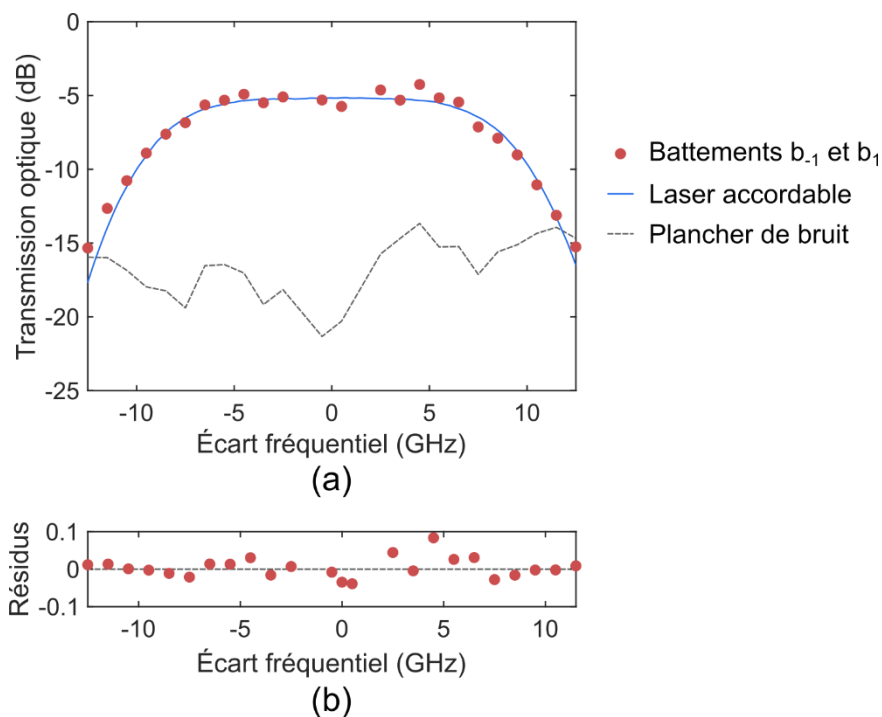


Figure 4.44 - (a) Mesure de la fonction de transfert du filtre à partir des battements (points rouges) et d'un laser accordable (courbe bleue), en fonction de l'écart à la fréquence centrale de la fonction de transfert. La courbe grise en pointillés représente le plancher de bruit pour la technique impliquant les battements. (b) Différences entre la mesure des battements et la mesure par laser accordable en échelle linéaire.

4.5 Conclusion sur la génération de peignes de fréquences en utilisant des modulateurs silicium

Dans ce chapitre, nous avons étudié la possibilité d'utiliser des modulateurs silicium pour la génération de peignes de fréquences électro-optique. Après avoir introduit la théorie générale concernant la génération de peignes de fréquences par voie électro-optique, j'ai rendu un état de l'art détaillé des démonstrations de peignes E/O générés sur la plateforme silicium, puis j'ai discuté de différentes techniques pour la mesure expérimentale de tels peignings de fréquences.

En exploitant le modèle de modulateur de phase décrit au chapitre 2, tenant compte des non-linéarités statiques et des limitations dynamiques, j'ai pu mener une étude des performances de deux structures de modulateurs pour la génération de peignes à l'enveloppe plate. Les deux structures reposent sur le principe de conversion temps-fréquence, pour lequel aucune démonstration n'a été produite sur la plateforme silicium actuellement. À la différence des autres techniques, une seule fréquence de modulation est requise, et aucun effet d'optique non-linéaire n'est impliqué. Après avoir expliqué le principe et les conditions d'application de la conversion temps-fréquence, j'ai implémenté un algorithme pour simuler et quantifier les performances optimales de planéité et d'accordabilité que l'on pourrait attendre à partir de modulateurs silicium. Les résultats montrent que les deux structures offrent des performances très similaires, en s'appuyant sur le modèle numérique, on trouve que 9 raies peuvent être générées avec une planéité inférieure à 2 dB, pour un taux de répétition allant jusqu'à 7 GHz. En segmentant les modulateurs de phase en 5 éléments dans l'une des deux structures, j'ai également pu montrer que la plage d'accordabilité passe de 7 à 39 GHz. Ces performances sont comparables avec celles observées avec d'autres techniques de génération impliquant plusieurs fréquences de modulations. D'autre part, l'efficacité moyenne de conversion, comprise entre -20 et -30 dB, correspond aux efficacités moyennes observées dans la littérature quelle que soit la plateforme considérée.

Dans une troisième partie, j'ai conçu une structure résonante dont l'objectif est d'augmenter la bande passante d'un peigne généré. Pour modéliser la structure, deux expressions mathématiques trouvées dans la littérature sont implémentées puis comparées à un résultat expérimental également issu de la littérature, sur la plateforme LiNbO_3 . L'une des deux expressions est finalement choisie puis adaptée aux modulateurs silicium. Pour mieux comprendre l'enveloppe du peigne obtenu, j'ai également proposé un raisonnement inspiré des développements mathématiques de la référence [77] et leur interprétation. Un générateur de peignes utilisant des modulateurs silicium dont le taux de répétition vaut 10 GHz est ensuite conçu. À partir du modèle numérique, deux paramètres géométriques de la structure sont optimisés. Les performances optimales ainsi attendues sont de 68 raies dans plage de 50 dB. Enfin, en reprenant les développements théoriques de la référence [77], j'ai prouvé que l'application d'une harmonique dans le signal modulant devrait permettre une amélioration des performances de la structure. La simulation montre en effet qu'il est possible d'atteindre 112 raies dans une plage de 50 dB. En comparaison, le record actuel de nombres de raies mesurées expérimentalement à partir d'un générateur de peignes en silicium est de 33 raies.

Pour terminer, j'ai réalisé une expérience de spectroscopie à deux peignes à partir de modulateurs SPP-MZM en silicium. Le principe de la spectroscopie à deux peignes est expliqué dans un premier temps. Après avoir mesuré l'un des peignes par une technique de détection hétérodyne, j'ai présenté les premiers résultats d'une expérience d'interférométrie entre les deux peignes. L'accordabilité du système en longueur d'onde et en taux de répétition a ainsi été étudiée par la mesure de 5 battements photo-détectés. Enfin, j'ai pu exploiter ces deux peignes pour reconstruire la fonction de transfert d'un filtre optique. Le résultat a été comparé à une mesure via un laser accordable, montrant une déviation type d'environ 2.7% entre les deux méthodes et prouvant l'aptitude des modulateurs silicium pour des applications de spectroscopie à deux peignes de fréquences.

Chapitre 5 : Conclusion et perspectives

5.1 Conclusion

L'objectif de ma thèse était d'étudier l'aptitude et les performances des modulateurs silicium pour assurer les futures communications optiques au format PAM-4 intra et inter-datacenter d'une part, et d'autre part pour la génération de peignes de fréquences par voie électro-optique, destinés à de nouvelles applications comme la spectroscopie.

J'ai introduit dans un premier temps les fondamentaux de la modulation électro-optique à travers trois structures modulantes : les modulateurs de phases, les modulateurs interférométriques de type Mach-Zehnder, et les modulateurs basés sur une structure résonante comme les modulateurs en anneau. Ces descriptions, reposant sur une modulation de phase pure et linéaire avec la tension appliquée, ne représentent pas fidèlement le comportement des modulateurs silicium. L'effet physique utilisé dans ces modulateurs implique en effet une modulation d'amplitude et de phase non-linéaire en fonction de la tension appliquée. D'autre part, plusieurs effets électriques et électro-optiques affectent la réponse dynamique de ces composants. Après avoir rapporté différents exemples de structures permettant d'exploiter cet effet, j'ai détaillé un modèle numérique de modulateurs basés sur la déplétion de porteurs, inspiré de travaux précédents. Ma contribution au modèle est essentiellement de l'avoir basé sur des mesures expérimentales, d'avoir pris en compte le fait que certaines réflexions électriques se propagent dans le sens opposé à la lumière, et de ne pas le restreindre à une seule longueur de modulateur mais de prendre cette longueur comme un paramètre. Ce modèle a été utilisé par la suite pour simuler et analyser les performances des modulateurs dans leurs différentes applications.

Les télécommunications numériques optiques ont fait l'objet d'une seconde partie. Premièrement, le contexte des communications intra et inter-datacenters et les principaux de formats de modulations ont été introduits. J'ai ensuite dressé l'état de l'art des différentes structures de modulateurs silicium pour la génération d'un signal PAM-4 avec et sans utilisation de convertisseurs analogique/numérique. Puis j'ai fourni une démonstration de la génération d'un signal PAM-4 en bande O à 20 Gb/s, à partir d'un DD-MZM sans utiliser de DAC. Les performances ont été comparées à celles d'un modulateur commercial en LiNbO_3 , montrant une pénalité d'environ 2 dB, attribuée entre autres à la plus faible bande passante du modulateur. Une mesure du taux d'erreur binaire en dessous des seuils de codes correcteurs d'erreur HD-FEC (3.8×10^{-3}) et KP4-FEC (2.2×10^{-4}) ont été atteintes pour des puissances reçues de respectivement -6 et -3.4 dBm, montrant l'aptitude de ce type de modulateur pour cette application.

Un troisième volet porte sur la génération de peignes de fréquences par voie électro-optique. Les peignes de fréquences sont utiles pour de très nombreuses applications allant de la spectroscopie à la calibration de spectromètres astronomiques, en passant par les télécommunications. Les principes théoriques ont été développés dans une première partie à propos de leur génération par modulation, avec un état de l'art des démonstrations de peignes générés par voie électro-optique. Deux propriétés sont désirables pour la plupart des applications : égaliser la puissance des différentes raies (spectre plat), et répartir la puissance un grand nombre de raies. Par défaut, la modulation de phase sinusoïdale ne permet pas de générer un peigne plat, mais deux structures combinant plusieurs modulateurs ont été pensées pour pallier ce problème : la structure PM-MZM et la structure DD-MZM. Après avoir étudié qualitativement l'effet des non-linéarités des modulateurs de phase en silicium sur le peigne généré par une modulation de phase sinusoïdale, j'ai étudié quantitativement les performances des deux structures pour la génération de peignes plats, en termes de planéité et d'accordabilité. Pour

cela, j'ai mis en place un algorithme d'optimisation basé sur une méthode du gradient, afin de connaître les conditions optimales d'utilisation de chaque structure, en tenant compte des non-linéarités et des effets dynamiques dans les modulateurs. Cette optimisation m'a permis de déterminer que les deux structures offrent des performances très similaires : 9 raies peuvent être générées avec une planéité inférieure à 2 dB, sur une plage allant de 0 à 7 GHz, avec une efficacité moyenne de conversion entre -30 et -20 dB, pour des modulateurs de 1 cm de long. Une méthode pour améliorer l'accordabilité d'un générateur est de segmenter ses modulateurs de phases en plusieurs éléments. Ainsi en segmentant les PM du DD-MZM en 5 éléments de 2mm, l'accordabilité des 9 raies égalisées peut être étendue à 39 GHz. Dans une troisième partie, j'ai considéré la possibilité d'intégrer des modulateurs de phase dans une structure résonante. Cette architecture a déjà permis la génération de peignes électro-optiques très large-bande sur d'autres plateformes, et j'ai voulu estimer ses performances sur la plateforme silicium. Pour modéliser numériquement la structure, je me suis appuyé sur des expressions analytiques trouvées dans la littérature. Le principe de fonctionnement peut être compris à travers un raisonnement que j'ai détaillé, et impose de définir un compromis entre le nombre de raies générées et l'efficacité de conversion atteinte. J'ai choisi un compromis en faveur d'un nombre de raies élevé et j'ai dimensionné la structure en conséquence, les simulations indiquent que 68 raies espacées de 10 GHz peuvent être générées dans une plage de 50 dB. En appliquant deux fréquences sur le modulateur au lieu d'une seule, j'ai également montré que plus de 110 raies devraient pouvoir être générées sur cette plage de puissance. Le composant est en cours de fabrication par STMicroelectronics et pourra être testé expérimentalement. Enfin, en utilisant deux MZM en silicium, j'ai pu générer deux peignes de fréquences que j'ai par la suite exploités dans une expérience de spectroscopie à deux peignes. Les battements montrent que les deux peignes sont accordables pour une fréquence de modulation allant au-delà de 12 GHz. Grâce à cette accordabilité, j'ai pu mesurer la fonction de transfert d'un filtre optique passe bande à titre de preuve de concept.

5.1 Perspectives et travaux futurs

Les travaux que j'ai présentés dans cette thèse démontrent l'aptitude des modulateurs silicium pour les futures générations d'émetteurs récepteurs dans les datacenters. Cependant, certains points peuvent encore être améliorés afin de répondre aux exigences pour ce type de communications : (i) la rapidité des modulateurs MZM utilisés dans ce contexte pourrait être étendue par une optimisation approfondie de la ligne de transmission, ou à travers des process de fabrications plus originaux comme la gravure du substrat de silicium comme mentionné dans l'état de l'art [111]. (ii) Réduire les pertes de couplage et de propagation serait également bénéfique pour éviter l'étalement d'amplification responsable d'une dégradation du rapport signal à bruit. Dans ce contexte, la possible mise en évidence de l'effet Pockels dans le silicium, pour laquelle j'ai eu l'occasion de participer à certaines expériences, pourrait constituer une avancée majeure [6]. L'effet Pockels n'implique pas de porteurs libres dans le guide : il permettrait donc potentiellement de diminuer les pertes de propagation et d'augmenter la rapidité des modulateurs.

Par ailleurs on peut noter que la structure dual-drive étudiée dans cette thèse est intéressante pour sa flexibilité, puisqu'elle a permis la démonstration de différents formats de modulation à 2 et 4 niveaux, mais il est fort probable que des formats plus complexes comme le 16-QAM soient nécessaires à l'avenir. Une amélioration du rapport signal à bruit de la modulation permettrait d'atteindre un nombre plus élevé de niveaux.

D'autre part, les modulateurs silicium pourront se prêter à de nouveaux types d'applications comme la modulation analogique pour la radio-sur-fibre. À ce sujet, j'ai eu l'occasion de participer au projet ANR OBIWAM visant à la réalisation d'un système d'imagerie micro-ondes à entrées et sorties

multiples. L'originalité du système vient d'une conversion électro-optique dans la chaîne de détection afin d'éviter les contraintes d'encombrement et de consommation des systèmes de réception RF habituels. Les signaux modulés provenant des différentes antennes sont portés par la lumière puis envoyés simultanément sur un unique photodétecteur « sommateur ». Dans ce type de système, la proximité des antennes RF est régie par la longueur d'onde micro-ondes, et les modulateurs silicium sont une solution idéale en tant que convertisseurs électro-optiques pour leur compacité. Il est alors nécessaire d'intégrer les composants au plus près des antennes et de l'électronique, ainsi que des fibres optiques. Nous avons pu échanger régulièrement avec des ingénieurs de la société VECTRAWAVE chargée de cette cointégration et des difficultés rencontrées. La possibilité d'une mise en boîtier des modulateurs silicium est une thématique à part entière qui pourra impacter de nombreux travaux futurs au-delà de ce projet, et ces premiers échanges ouvrent la voie à de potentielles futures collaborations à ce sujet de manière générale.

Concernant la génération de peignes de fréquences plats, plusieurs aspects intéressants restent à explorer. Bien que le modèle soit basé sur des mesures expérimentales, l'étude menée dans ce manuscrit est numérique. La fabrication des dispositifs étudiés permettrait de confirmer ces résultats expérimentalement. Parmi les intérêts de la photonique silicium, il y a la possibilité de co-intégrer les circuits photoniques et électroniques ce qui serait particulièrement pertinent dans le cadre des composants à électrodes segmentées. En effet le contrôle précis du déphasage entre les différents segments permettrait ainsi d'obtenir une efficacité de génération optimale, et ce sans pénaliser l'accordabilité du système en fréquence. Dans le modèle numérique, les signaux peuvent être aisément définis en phase, mais en pratique, une étude de lignes à retard électriques conçues dans ce but serait nécessaire.

La prochaine étape directe concernant la génération de peignes larges-bandes est la caractérisation expérimentale des composants en cours de fabrication. Récemment, des chercheurs ont proposé une solution visant à intercaler un second résonateur entre le guide et le résonateur principal, dont le rôle est d'accumuler la puissance de la porteuse [180]. L'efficacité de conversion de la structure s'en trouve fortement améliorée, bien que la bande passante devienne plus faible. Il serait intéressant d'évaluer l'efficacité de cette méthode pour plateforme silicium.

Qu'il s'agisse de peignes large-bandes ou plats, les deux types de structures pourraient servir pour améliorer les résultats obtenus dans le cadre de la spectroscopie à deux peignes. Dans cette expérience, les modulateurs utilisés étaient présents sur deux puces séparées. À terme, l'objectif serait de pouvoir rassembler deux générateurs de peignes sur une même puce. Une difficulté est la séparation des porteuses à deux fréquences proches pour chaque voie, qui est actuellement assurée par un modulateur acousto-optique externe. Il existe des méthodes pour réaliser une fonction de décalage fréquentiel à partir de modulateurs électro-optiques [149,181], qui pourraient être combinées au système. Enfin, il est à noter que les travaux que j'ai menés constituent une preuve de concept que la variation de densité de porteurs libres dans les modulateurs silicium est un effet physique qui permet la réalisation de générateur de peignes de fréquences avec des propriétés tout à fait intéressantes en termes d'applications. J'ai réalisé l'ensemble de ces travaux aux longueurs d'onde télécoms, mais quand on considère les développements récents des systèmes de spectroscopie à deux peignes de fréquence dans le moyen infrarouge [167] et les premières démonstrations de modulateurs intégrés dans cette région [182], une perspective directe de ces travaux concerne la réalisation de spectromètres à deux peignes, basés sur la photonique silicium, dans cette région spectrale.

Annexe

Calcul des propriétés du peigne produit par un modulateur en anneau sous une modulation à deux tons.

Cette annexe fournit le calcul de l'enveloppe d'un peigne de fréquences généré par un résonateur en anneau dont la phase accumulée par le champ électrique après un tour s'écrit sous la forme : $\phi(t) = \phi_0 - \frac{m_0}{2} [\cos(2\pi\nu_m t) + \cos(4\pi\nu_m t)]$.

On peut reprendre l'expression de la transmission du champ électrique $T_0(t) = E_{OUT}(t)/E_{IN}(t)$, provenant de la référence [154], en réécrivant l'équation (4.35) :

$$T_0(t) = \sigma - \frac{1 - \sigma^2}{\sigma} \sum_{k=1}^{\infty} (\sigma a)^k \exp\left(i \sum_{q=0}^k [m_q - \phi_0]\right) \quad (0.1)$$

Pour rappel, σ est le coefficient de transmission du coupleur directionnel, a est le coefficient réel de transmission du champ électrique à l'issu d'un tour dans l'anneau. Avec :

$$m_q = \frac{m_0}{2} \cos(2\pi\nu_m(t - (k - q)\tau_{rt})) + \frac{m_0}{2} \cos(4\pi\nu_m(t - (k - q)\tau_{rt})) \quad (0.2)$$

$$\phi_0 = 2\pi(\nu_0 - \nu_{res})\tau_{rt} \quad (0.3)$$

Où m_0 est l'amplitude de modulation de phase (égale pour les deux fréquences) $\nu_m = 1/\tau_m$ est la fréquence de la modulation fondamentale, ν_0 est la fréquence optique d'oscillation du champ électrique, τ_{rt} est le temps de parcours de l'anneau par un paquet d'onde optique (inverse de l'ISL), et ν_{res} la fréquence résonante la plus proche de ν_0 .

Une propriété mathématique issue des identités trigonométriques de Lagrange permet de simplifier la somme dans l'exponentielle. D'après [183] :

$$\sum_{q=0}^{k-1} \cos(\beta + 2qx) = \frac{\sin(kx)}{\sin(x)} \cos(\beta + (k-1)x) \quad (0.4)$$

Donc

$$\sum_{q=0}^{k-1} \cos(2\pi\nu_m(t - (k - q)\tau_{rt})) = \frac{\sin(\pi\nu_m k \tau_{rt})}{\sin(\pi\nu_m \tau_{rt})} \times \cos(2\pi\nu_m t - (k - 1)\pi\nu_m \tau_{rt}) \quad (0.5)$$

Lorsque $\tau_{rt} \rightarrow \tau_m$:

$$\lim_{\tau_{rt} \rightarrow \frac{1}{\nu_m}} \sum_{q=0}^{k-1} \cos(2\pi\nu_m(t - (k - q)\tau_{rt})) = (-1)^{k+1} k \times \cos(2\pi\nu_m t - (k - 1)\pi) \quad (0.6)$$

$$\sum_{q=0}^{k-1} [m_q - \phi_0] = k \frac{m_0}{2} (\cos(2\pi\nu_m t) + \cos(4\pi\nu_m t)) - k\phi_0 \quad (0.7)$$

En d'autres termes, lorsque $\tau_{rt} = \tau_m$, la modulation de phase d'un champ ayant parcouru k fois le modulateur de phase est simplement k fois la modulation de phase qu'il expérimente en un seul

passage. Lorsque $\tau_{rt} \neq \tau_m$, le facteur n'est plus k mais $\left| \frac{\sin(\pi \nu_m k \tau_{rt})}{\sin(\pi \nu_m \tau_{rt})} \right|$ (pour une fréquence), car la modulation n'est pas parfaitement constructive.

Dans la suite du calcul, on se place sous la condition $\tau_{rt} = 1/\nu_m$. Grâce à la simplification, l'expression (0.1) devient :

$$T_0(t) = \sigma - \frac{1 - \sigma^2}{\sigma} \sum_{k=1}^{\infty} (\sigma a \exp(i\phi(t)))^k \quad (0.8)$$

La série géométrique se simplifie pour donner :

$$T_0(t) = \sigma - \frac{(1 - \sigma^2)}{\sigma} \frac{\sigma a e^{i\phi(t)}}{1 - \sigma a e^{i\phi(t)}} \quad (0.9)$$

Soit :

$$T_0(t) = \frac{\sigma - a e^{i\phi(t)}}{1 - \sigma a e^{i\phi(t)}} \quad (0.10)$$

On retrouve l'expression (4.37). Pour permettre le calcul de la transformée de Fourier, il faut changer la forme de $T_0(t)$ en l'approchant par une formule approximative plus propice que nous identifierons par un indice différent de 0. Une méthode est de faire un développement limité de l'exponentielle :

$$T_1(t) = \sigma - \frac{(1 - \sigma^2)}{(1 - \sigma a)} \frac{a}{1 - i \frac{\phi(t)}{(1 - \sigma a)}} \quad (0.11)$$

Une autre méthode est de passer par la transmission en intensité (le carré du module de la transmission en champ), et d'en chercher des racines conjuguées. Soit

$$|T_0(t)|^2 = \frac{(\sigma - a)^2 + 4a\sigma \sin^2\left(\frac{\phi(t)}{2}\right)}{(1 - \sigma a)^2 + 4a\sigma \sin^2\left(\frac{\phi(t)}{2}\right)} \quad (0.12)$$

$$|T_0(t)|^2 = \frac{(\sigma - a)^2}{(1 - \sigma a)^2} \times \frac{1 - i \frac{\sqrt{\sigma a}}{(\sigma - a)} 2 \sin\left(\frac{\phi(t)}{2}\right)}{1 - i \frac{\sqrt{\sigma a}}{(1 - \sigma a)} 2 \sin\left(\frac{\phi(t)}{2}\right)} \times \frac{1 + i \frac{\sqrt{\sigma a}}{(\sigma - a)} 2 \sin\left(\frac{\phi(t)}{2}\right)}{1 + i \frac{\sqrt{\sigma a}}{(1 - \sigma a)} 2 \sin\left(\frac{\phi(t)}{2}\right)} \quad (0.13)$$

Voyant que :

$$|T_0(t)|^2 \approx T_2(t) \times \overline{T_2(t)} \quad (0.14)$$

Avec, en linéarisant le sinus autour de $\phi(t) = 0$:

$$T_2(t) \approx \left| \frac{\sigma - a}{1 - \sigma a} \right| \times \frac{1 - i \frac{\sqrt{\sigma a}}{(\sigma - a)} \phi(t)}{1 - i \frac{\sqrt{\sigma a}}{(1 - \sigma a)} \phi(t)} \quad (0.15)$$

On peut supposer que $T_0(t) \approx T_2(t)$. On trouve en effet en simulation que $T_2(t)$ est une très bonne approximation de $T_0(t)$ autour de $\phi(t) = 0$, y compris en phase, et que cette approximation est meilleure que $T_1(t)$ (Fig. 0.1).

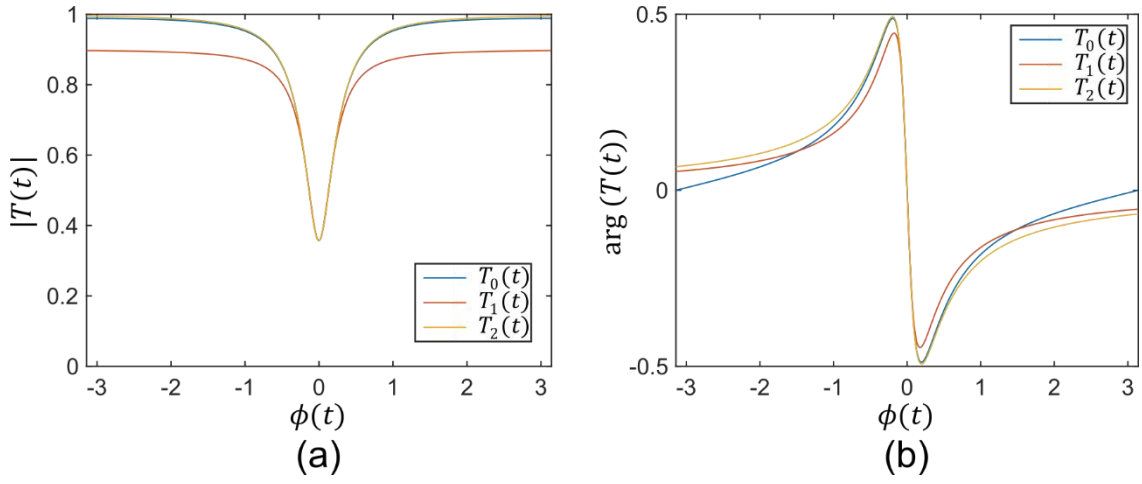


Figure 0.1 - (a) Module et (b) argument de l'expression $T_0(t)$ (bleu), et de ses approximations $T_1(t)$ (rouge) et $T_2(t)$ (jaune). L'expression $T_2(t)$ est une meilleure approximation de $T_0(t)$ que $T_1(t)$.

En reprenant l'expression de la finesse F (équation (2.27)) et en définissant :

$$T_{\phi=0} = \left| \frac{\sigma - a}{1 - \sigma a} \right| \quad (0.16)$$

On simplifie la notation de $T_2(t)$:

$$T_2(t) = \frac{T_{\phi=0} - i \frac{F}{\pi} \phi(t)}{1 - i \frac{F}{\pi} \phi(t)} \quad (0.17)$$

$$T_2(t) = \frac{T_{\phi=0} - 1 + 1 - i \frac{F}{\pi} \phi(t)}{1 - i \frac{F}{\pi} \phi(t)} \quad (0.18)$$

$$T_2(t) = 1 + \frac{T_{\phi=0} - 1}{1 - i \frac{F}{\pi} \phi(t)} \quad (0.19)$$

Dans le cas où $0 < \phi_0 < m_0$, on peut approcher la transmission au cours du temps par une répétition périodique de deux impulsions, creusant la porteuse aux instants t_1 et t_2 où $\phi(t) = 0$. Il est judicieux de faire un développement limité au premier ordre de $\phi(t)$ à ces instants pour la transformation de Fourier à venir.

$$T_2(t) = 1 + \sum_{l=-\infty}^{\infty} \frac{(T_{\phi=0} - 1)}{1 - i \frac{F}{\pi} \frac{d\phi(t)}{dt} \Big|_{\phi(t_1)=0} (t - t_1 - l\tau_m)} + \frac{(T_{\phi=0} - 1)}{1 - i \frac{F}{\pi} \frac{d\phi(t)}{dt} \Big|_{\phi(t_2)=0} (t - t_2 - l\tau_m)} \quad (0.20)$$

On cherche les 2 solutions t_1 et t_2 de $\phi(t) = 0$.

D'après le solveur en ligne WolframAlpha [184], une solution de $\frac{m_0}{2} (\cos(\theta) + \cos(2\theta)) - \phi_0 = 0$ est :

$$\theta = 2 \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{m_0(8\phi_0 + 9m_0/2)/2} - 3m_0/2}{\phi_0} - 1 \right) \quad (0.21)$$

Pour $-\frac{\tau_m}{2} < t < \frac{\tau_m}{2}$, les solutions de $\phi(t) = 0$ sont :

$$t_1 = \frac{\theta}{2\pi} \tau_m \text{ et } t_2 = -\frac{\theta}{2\pi} \tau_m \quad (0.22)$$

Et les dérivées à ces instants :

$$\left. \frac{d\phi(t)}{dt} \right|_{t_1} = -\pi v_m m_0 (\sin(\theta) + 2 \sin(2\theta)) \quad (0.23)$$

$$\left. \frac{d\phi(t)}{dt} \right|_{t_2} = \pi v_m m_0 (\sin(\theta) + 2 \sin(2\theta)) \quad (0.24)$$

Ainsi, toujours pour $-\frac{\tau_m}{2} < t < \frac{\tau_m}{2}$:

$$T_2(t) = 1 + (T_{\phi=0} - 1) \left(P_1 \left(t - \frac{\theta}{2\pi} \tau_m \right) + P_2 \left(t + \frac{\theta}{2\pi} \tau_m \right) \right) \quad (0.25)$$

Avec :

$$P_1(t) = \frac{1}{1 + i2\pi v_m G t} \quad (0.26)$$

$$P_2(t) = \frac{1}{1 - i2\pi v_m G t} \quad (0.27)$$

$$G = \frac{F}{2\pi} m_0 (\sin(\theta) + 2 \sin(2\theta)) \quad (0.28)$$

On cherche à présent la transformée de Fourier (TF) des impulsions $P_1(t)$ et $P_2(t)$.

On remarque que :

$$\int_{-\infty}^0 \frac{\exp\left(\frac{v}{\alpha}\right)}{\alpha} e^{i2\pi v t} dv = \left[\frac{1}{\alpha} \frac{e^{\left(\frac{1}{\alpha} + i2\pi t\right)v}}{\frac{1}{\alpha} + i2\pi t} \right]_{-\infty}^0 = \frac{1}{1 + i2\pi \alpha t} \quad (0.29)$$

Par réciprocity de la TF :

$$\int_{-\infty}^{\infty} P_1(t) e^{-i2\pi v t} dt = \frac{\exp\left(\frac{v}{v_m G}\right)}{v_m G} U(-v) \quad (0.30)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} P_2(t) e^{-i2\pi v t} dt = \frac{\exp\left(-\frac{v}{v_m G}\right)}{v_m G} U(v) \quad (0.31)$$

Où $U(v)$ est l'échelon de Heaviside. La durée à mi-hauteur d'une impulsion est $\frac{\sqrt{3}}{\pi G} \tau_m \approx \frac{1}{1.8G} \tau_m$. Pour G suffisamment grand, la durée de l'impulsion est négligeable devant τ_m , et :

$$\int_{-\tau_m/2}^{\tau_m/2} P_{1(2)}(t) e^{-i2\pi v t} dt \approx \int_{-\infty}^{\infty} P_{1(2)}(t) e^{-i2\pi v t} dt \quad (0.32)$$

L'enveloppe du peigne est donnée par la TF de la transmission sur une période RF, normalisée par la période RF. En utilisant la propriété du retard :

$$T_2(v + v_0) = \delta(v) + \frac{(T_{\phi=0} - 1)}{\tau_m} \left\{ e^{-i\frac{v\theta}{v_m}} \int_{-\tau_m/2}^{\tau_m/2} P_1(t) e^{-i2\pi v t} dt + e^{i\frac{v\theta}{v_m}} \int_{-\tau_m/2}^{\tau_m/2} P_2(t) e^{-i2\pi v t} dt \right\} \quad (0.33)$$

$$T_2(\nu + \nu_0) = \delta(\nu) + \frac{(T_{\phi=0} - 1)}{\tau_m} \left\{ \frac{\exp\left(\frac{\nu}{\nu_m G} - i \frac{\nu \theta}{\nu_m}\right)}{\nu_m G} U(-\nu) + \frac{\exp\left(-\frac{\nu}{\nu_m G} + i \frac{\nu \theta}{\nu_m}\right)}{\nu_m G} U(\nu) \right\} \quad (0.34)$$

Enfin :

$$T_2(\nu) = \delta(\nu - \nu_0) + \frac{(T_{\phi=0} - 1)}{G} \exp\left(-\frac{|\nu - \nu_0|}{\nu_m G}\right) \exp\left(i \frac{|\nu - \nu_0| \theta}{\nu_m}\right) \quad (0.35)$$

Et pour la transmission en intensité :

$$|T_2(\nu)|^2 = \delta(\nu - \nu_0) + \frac{(T_{\phi=0} - 1)^2}{G^2} \exp\left(-2 \frac{|\nu - \nu_0|}{\nu_m G}\right) \quad (0.36)$$

Liste de publications

L. Deniel, E. Weckenmann, D. Pérez Galacho, C. Lafforgue, S. Monfray, C. Alonso-Ramos, L. Bramerie, F. Boeuf, L. Vivien and D. Marris-Morini, "Silicon photonics phase and intensity modulators for flat frequency comb generation," *Photonics Res.*, vol. 9, no. 10, pp. 2068-2076, Sept. 2021.

<https://doi.org/10.1364/PRJ.431282>

T. T. D. Dinh, D. González-Andrade, M. Montesinos-Ballester, **L. Deniel**, B. Szelag, X. Le Roux, E. Cassan, D. Marris-Morini, L. Vivien, P. Cheben, A. V. Velasco, and C. Alonso-Ramos, "Silicon photonic on-chip spatial heterodyne Fourier transform spectrometer exploiting the Jacquinot's advantage," *Opt. Lett.*, vol. 46, no. 6, pp. 1341-1344, March 2021.

<https://doi.org/10.1364/OL.418278>

S. Deckoff-Jones, V. Pelgrin, J. Zhang, C. Lafforgue, **L. Deniel**, S. Guerber, R. Ribeiro-Palau, F. Boeuf, C. Alonso-Ramos, L. Vivien, H. Juejun and S. Serna, "Enhancing SiN Waveguide Optical Nonlinearity via Hybrid GaS Integration," *J. Opt.*, vol. 23, no. 2, pp. 025802, March 2021.

<https://doi.org/10.1088/2040-8986/abe7d7>

M. Montesinos-Ballester, V. Vakarin, J. Ramirez, Q. Liu, C. Alonso-Ramos, X. Le Roux, J. Frigerio, A. Ballabio, A. Barzaghi, **L. Deniel**, D. Bouville, L. Vivien, G. Isella and D. Marris-Morini, "Optical modulation in Ge-rich SiGe waveguides in the mid-infrared wavelength range up to 11 μ m," *Commun. Mater.*, vol. 1, no. 1, 6, Feb. 2020.

<https://doi.org/10.1038/s43246-019-0003-8>

L. Deniel, E. Weckenmann, D. Pérez Galacho, C. Alonso-Ramos, F. Boeuf, L. Vivien and D. Marris-Morini, "Frequency-tuning dual-comb spectroscopy using silicon Mach-Zehnder modulators," *Optics Express*, vol. 28, no. 8, pp. 10888-10898, Apr. 2020.

<https://doi.org/10.1364/OE.390041>

L. Deniel, M. Gay, D. Pérez Galacho, C. Baudot, L. Bramerie, O. Ozolins, F. Boeuf, L. Vivien, C. Peucheret, and D. Marris-Morini, "DAC-less PAM-4 generation in the O-band using a silicon Mach-Zehnder modulator," *Optics Express*, vol. 27, no. 7, pp. 9740-9748, Apr. 2019.

<https://doi.org/10.1364/OE.27.009740>

Bibliographie

1. A. Rahim, T. Spuesens, R. Baets, and W. Bogaerts, "Open-Access Silicon Photonics: Current Status and Emerging Initiatives," *Proc. IEEE* **106**, 2313–2330 (2018).
2. "Silicon Photonics market," <https://www.iebrain.com/post/silicon-photonics-market/> (2019).
3. "Silicon Photonics Market | Size, Share and Market Forecast to 2023 | MarketsandMarketsTM," <https://www.marketsandmarkets.com/Market-Reports/silicon-photonics-116.html> (2019).
4. S. Y. Siew, B. Li, F. Gao, H. Y. Zheng, W. Zhang, P. Guo, S. W. Xie, A. Song, B. Dong, L. W. Luo, C. Li, X. Luo, and G.-Q. Lo, "Review of Silicon Photonics Technology and Platform Development," *J. Light. Technol.* **39**, 4374–4389 (2021).
5. R. Soref and B. Bennett, "Electrooptical effects in silicon," *IEEE J. Quantum Electron.* **23**, 123–129 (1987).
6. Lafforgue, Christian, "Optique non linéaire pour la photonique silicium," PhD thesis, Univ. Paris-Saclay (2021).
7. Guerber, Sylvain, "Intégration d'un deuxième niveau de guidage photonique par dépôt de SiN au-dessus du SOI traditionnel," PhD thesis, Univ. Paris-Saclay (2019).
8. Virot, Léopold, "Développement de photodiodes à avalanche en Ge sur Si pour la détection faible signal et grande vitesse," PhD thesis, Univ. Paris-Sud (2014).
9. D. Benedikovic, L. Virot, G. Aubin, F. Amar, B. Szelag, B. Karakus, J.-M. Hartmann, C. A. Alonso-Ramos, X. Le Roux, P. Crozat, D. Marris-Morini, E. Cassan, C. Baudot, F. Boeuf, J.-M. Fédéli, C. Kopp, and L. Vivien, "High-performance waveguide photodetectors based on lateral Si/Ge/Si heterojunction," in *Integrated Optics: Devices, Materials, and Technologies XXIII*, S. M. García-Blanco and P. Cheben, eds. (SPIE, 2019), p. 23.
10. G. Rasigade, "Modulateur optique haute-fréquence sur substrat silicium-sur-isolant," PhD thesis, Univ. Paris-Sud (2010).
11. Dupont, Tiphaine, "Réalisation de sources laser III-V sur silicium," PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon (2011).
12. Elfaiki, Hajar, "Transceivers cohérents (PDM-IQ) intégrant des lasers et des amplificateurs en III-V sur silicium pour les transmissions à 400 Gb/s," PhD thesis, Univ. Paris-Saclay (2020).
13. S. Wirths, R. Geiger, N. von den Driesch, G. Mussler, T. Stoica, S. Mantl, Z. Ikonik, M. Luysberg, S. Chiussi, J. M. Hartmann, H. Sigg, J. Faist, D. Buca, and D. Grützmacher, "Lasing in direct-bandgap GeSn alloy grown on Si," *Nat. Photonics* **9**, 88–92 (2015).
14. Elbaz, Anas, "Sources laser compatibles silicium à base de Ge et GeSn à bande interdite directe," PhD thesis, Univ. Paris-Saclay (2019).
15. A. Elbaz, D. Buca, N. von den Driesch, K. Pantzas, G. Patriarche, N. Zerounian, E. Herth, X. Checoury, S. Sauvage, I. Sagnes, A. Foti, R. Ossikovski, J.-M. Hartmann, F. Boeuf, Z. Ikonik, P. Boucaud, D. Grützmacher, and M. El Kurdi, "Ultra-low-threshold continuous-wave and pulsed lasing in tensile-strained GeSn alloys," *Nat. Photonics* **14**, 375–382 (2020).
16. D. Thomson, A. Zilkie, J. E. Bowers, T. Komljenovic, G. T. Reed, L. Vivien, D. Marris-Morini, E. Cassan, L. Virot, J.-M. Fédéli, J.-M. Hartmann, J. H. Schmid, D.-X. Xu, F. Boeuf, P. O'Brien, G. Z. Mashanovich, and M. Nedeljkovic, "Roadmap on silicon photonics," *J. Opt.* **18**, 073003 (2016).
17. G. Roelkens, L. Liu, D. Liang, R. Jones, A. Fang, B. Koch, and J. Bowers, "III-V/silicon photonics for on-chip and intra-chip optical interconnects: III-V/silicon photonics for optical interconnects," *Laser Photonics Rev.* **4**, 751–779 (2010).
18. P. J. Winzer, "Scaling Optical Fiber Networks: Challenges and Solutions," *Opt. Photonics News* **26**, 28 (2015).
19. <https://www.google.com/intl/fr/about/datacenters/gallery/> (n.d.).
20. https://photonics.ixblue.com/sites/default/files/2021-02/MX-LN_SERIES_8.pdf (n.d.).
21. <https://www.fs.com/fr/products/102531.html> (n.d.).
22. Liu, Qiankun, "SiGe photonic integrated circuits for mid-infrared sensing applications," PhD thesis, Univ. Paris-Saclay (2019).

23. M. Montesinos-Ballester, Q. Liu, V. Vakarín, J. M. Ramírez, C. Alonso-Ramos, X. L. Roux, J. Frigerio, A. Ballabio, E. Talamas, L. Vivien, G. Isella, and D. Marris-Morini, "On-chip Fourier-transform spectrometer based on spatial heterodyning tuned by thermo-optic effect," *Sci. Rep.* **9**, 14633 (2019).
24. T. T. D. Dinh, D. González-Andrade, M. Montesinos-Ballester, L. Deniel, B. Szelag, X. Le Roux, E. Cassan, D. Marris-Morini, L. Vivien, P. Cheben, A. V. Velasco, and C. Alonso-Ramos, "Silicon photonic on-chip spatial heterodyne Fourier transform spectrometer exploiting the Jacquinot's advantage," *Opt. Lett.* **46**, 1341 (2021).
25. J. Sun, E. Shah Hosseini, A. Yaacobi, D. B. Cole, G. Leake, D. Coolbaugh, and M. R. Watts, "Two-dimensional apodized silicon photonic phased arrays," *Opt. Lett.* **39**, 367 (2014).
26. C. Rogers, A. Y. Piggott, D. J. Thomson, R. F. Wiser, I. E. Opris, S. A. Fortune, A. J. Compston, A. Gondarenko, F. Meng, X. Chen, G. T. Reed, and R. Nicolaescu, "A universal 3D imaging sensor on a silicon photonics platform," *Nature* **590**, 256–261 (2021).
27. Oser, Dorian, "Integrated silicon photonics for quantum optics," PhD thesis, Univ. Paris-Saclay (2019).
28. M. J. R. Heck and H. Mohammadhosseini, "Energy-efficient millimeter-wave generation using silicon photonics," in G. T. Reed and A. P. Knights, eds. (2017), p. 1010800.
29. M. H. Khan, H. Shen, Y. Xuan, L. Zhao, S. Xiao, D. E. Leaird, A. M. Weiner, and M. Qi, "Ultrabroad-bandwidth arbitrary radiofrequency waveform generation with a silicon photonic chip-based spectral shaper," *Nat. Photonics* **4**, 117–122 (2010).
30. Z. Chen, M. Yan, T. W. Hänsch, and N. Picqué, "A phase-stable dual-comb interferometer," *Nat. Commun.* **9**, 3035 (2018).
31. R. Maram, S. Kaushal, J. Azaña, and L. Chen, "Recent Trends and Advances of Silicon-Based Integrated Microwave Photonics," *Photonics* **6**, 13 (2019).
32. U. Keller, "Recent developments in compact ultrafast lasers," *Nature* **424**, 831–838 (2003).
33. A. L. Gaeta, M. Lipson, and T. J. Kippenberg, "Photonic-chip-based frequency combs," *Nat. Photonics* **13**, 158–169 (2019).
34. A. Fülöp, M. Mazur, A. Lorences-Riesgo, T. A. Eriksson, P.-H. Wang, Y. Xuan, Dan. E. Leaird, M. Qi, P. A. Andrekson, A. M. Weiner, and V. Torres-Company, "Long-haul coherent communications using microresonator-based frequency combs," *Opt. Express* **25**, 26678–26688 (2017).
35. T. J. Kippenberg, A. L. Gaeta, M. Lipson, and M. L. Gorodetsky, "Dissipative Kerr solitons in optical microresonators," *Science* **361**, 6402 (2018).
36. A. Parriaux, K. Hammani, and G. Millot, "Electro-optic frequency combs," *Adv. Opt. Photonics* **12**, 223–287 (2020).
37. M. Yu, Y. Okawachi, C. Joshi, X. Ji, M. Lipson, and A. L. Gaeta, "Gas-Phase Microresonator-Based Comb Spectroscopy without an External Pump Laser," *ACS Photonics* **5**, 2780–2785 (2018).
38. T. Sakamoto, T. Kawanishi, and M. Izutsu, "Asymptotic formalism for ultraflat optical frequency comb generation using a Mach-Zehnder modulator," *Opt. Lett.* **32**, 1515–1517 (2007).
39. V. Torres-Company and A. M. Weiner, "Optical frequency comb technology for ultrabroadband radiofrequency photonics," *Laser Photonics Rev* **8**, 368–393 (2013).
40. T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, "Optical frequency metrology," *Nature* **416**, 233–237 (2002).
41. S. A. Diddams, K. Vahala, and T. Udem, "Optical frequency combs: Coherently uniting the electromagnetic spectrum," *Science* **369**, (2020).
42. N. Picqué and T. W. Hänsch, "Frequency comb spectroscopy," *Nat. Photonics* **13**, 146–157 (2019).
43. I. Coddington, N. Newbury, and W. Swann, "Dual-comb spectroscopy," *Optica* **3**, 414–426 (2016).
44. G. Millot, S. Pitois, M. Yan, T. Hovhannisyan, A. Bendahmane, T. W. Hänsch, and N. Picqué, "Frequency-agile dual-comb spectroscopy," *Nat. Photonics* **10**, 27–30 (2016).
45. E. Vicentini, Z. Wang, K. van Gasse, T. W. Hänsch, and N. Picqué, "Dual-comb digital holography with high spectral resolution," in *Conference on Lasers and Electro-Optics (OSA, 2021)*, p. SM1G.1.

46. N. Kuse and M. E. Fermann, "Frequency-modulated comb LIDAR," *APL Photonics* **4**, 106105 (2019).
47. E. L. Teleanu, V. Durán, and V. Torres, "Electro-optic dual-comb interferometer for high-speed vibrometry," *Opt. Express* **25**, 16427–16436 (2017).
48. V. Torres-Company, J. Schroder, A. Fulop, M. Mazur, L. Lundberg, O. B. Helgason, M. Karlsson, and P. A. Andrekson, "Laser Frequency Combs for Coherent Optical Communications," *J. Light Technol.* **37**, 1663–1670 (2019).
49. M. A. Soto, M. Alem, M. Amin Shoaie, A. Vedadi, C.-S. Brès, L. Thévenaz, and T. Schneider, "Optical sinc-shaped Nyquist pulses of exceptional quality," *Nat. Commun.* **4**, 2898 (2013).
50. M. S. Alshaykh, J. D. McKinney, and A. M. Weiner, "Radio-Frequency Signal Processing Using Optical Frequency Combs," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **31**, 1874–1877 (2019).
51. C. Deakin and Z. Liu, "Noise and distortion analysis of dual frequency comb photonic RF channelizers," *Opt. Express* **28**, 39750–39769 (2020).
52. J. Feldmann, N. Youngblood, C. D. Wright, H. Bhaskaran, and W. H. P. Pernice, "All-optical spiking neurosynaptic networks with self-learning capabilities," *Nature* **569**, 208–214 (2019).
53. B. J. Shastri, A. N. Tait, T. Ferreira de Lima, W. H. P. Pernice, H. Bhaskaran, C. D. Wright, and P. R. Prucnal, "Photonics for artificial intelligence and neuromorphic computing," *Nat. Photonics* **15**, 102–114 (2021).
54. E. Obrzud, M. Rainer, A. Harutyunyan, M. H. Anderson, J. Liu, M. Geiselmann, B. Chazelas, S. Kundermann, S. Lecomte, M. Cecconi, A. Ghedina, E. Molinari, F. Pepe, F. Wildi, F. Bouchy, T. J. Kippenberg, and T. Herr, "A microphotonic astrocomb," *Nat. Photonics* **13**, 31–35 (2019).
55. Ziebell, Melissa, "Transceiver optique en silicium pour les réseaux d'accès," PhD thesis, Univ. Paris-Sud (2013).
56. D. Perez Galacho, "High speed optical modulation, advanced modulation formats and mode division multiplexing in Silicon photonics," PhD thesis, Univ. Paris-Saclay (2016).
57. A. Michard, "Conception et caractérisation d'un transmetteur électro-optique dans une plateforme photonique sur silicium visant des communications très haut débit," PhD thesis, Université Paris-Saclay (2018).
58. O. Dubray, M. A. Seyed, C. H. Chen, B. Charbonnier, A. Descos, M. Fiorentino, R. G. Beausoleil, and S. Menezo, "30Gbit/s PAM-4 transmission by modulating a dual silicon ring resonator modulator," in *2016 IEEE Optical Interconnects Conference (OI)* (IEEE, 2016), pp. 6–7.
59. W. Bogaerts, P. De Heyn, T. Van Vaerenbergh, K. De Vos, S. Kumar Selvaraja, T. Claes, P. Dumon, P. Bienstman, D. Van Thourhout, and R. Baets, "Silicon microring resonators," *Laser Photonics Rev.* **6**, 47–73 (2012).
60. J. Witzens, "High-Speed Silicon Photonics Modulators," *Proc. IEEE* **106**, 2158–2182 (2018).
61. X. Zheng, E. Chang, P. Amberg, I. Shubin, J. Lexau, F. Liu, H. Thacker, S. S. Djordjevic, S. Lin, Y. Luo, J. Yao, J.-H. Lee, K. Raj, R. Ho, J. E. Cunningham, and A. V. Krishnamoorthy, "A high-speed, tunable silicon photonic ring modulator integrated with ultra-efficient active wavelength control," *Opt. Express* **22**, 12628–12633 (2014).
62. W. D. Sacher and J. K. S. Poon, "Dynamics of microring resonator modulators," *Opt. Express* **16**, 15741 (2008).
63. A. Rahim, A. Hermans, B. Wohlfeil, D. Petousi, B. Kuyken, D. Van Thourhout, and R. Baets, "Taking silicon photonics modulators to a higher performance level: state-of-the-art and a review of new technologies," *Adv. Photonics* **3**, (2021).
64. X. Wu, B. Dama, P. Gothoskar, P. Metz, K. Shastri, S. Sunder, J. Van der Spiegel, Y. Wang, M. Webster, and W. Wilson, "A 20Gb/s NRZ/PAM-4 1V transmitter in 40nm CMOS driving a Si-photonics modulator in 0.13 μ m CMOS," in *2013 IEEE International Solid-State Circuits Conference Digest of Technical Papers* (IEEE, 2013), pp. 128–129.
65. A. Abraham, S. Olivier, D. Marris-Morini, and L. Vivien, "Evaluation of the performances of a silicon optical modulator based on a silicon-oxide-silicon capacitor," in *11th International Conference on Group IV Photonics (GFP)* (IEEE, 2014), pp. 3–4.
66. J. Fujikata, S. Takahashi, M. Takahashi, M. Noguchi, T. Nakamura, and Y. Arakawa, "High-performance MOS-capacitor-type Si optical modulator and surface-illumination-type Ge photodetector for optical interconnection," *Jpn. J. Appl. Phys.* **55**, 04EC01 (2016).

67. I. Charlet, Y. Desieres, D. Marris-Morini, and F. Boeuf, "Capacitive Modulator Design Optimization Using Si and Strained-SiGe for Datacom Applications," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **27**, 3400508 (2021).
68. L. Zhou and A. W. Poon, "Silicon electro-optic modulators using p-i-n diodes embedded 10-micron-diameter microdisk resonators," *Opt. Express* **14**, 6851–6857 (2006).
69. T. Baba, S. Akiyama, M. Imai, and T. Usuki, "25-Gb/s broadband silicon modulator with 031-V \cdot cm $\sqrt{\pi}$ L based on forward-biased PIN diodes embedded with passive equalizer," *Opt. Express* **23**, 32950–32960 (2015).
70. G. T. Reed, G. Mashanovich, F. Y. Gardes, and D. J. Thomson, "Silicon optical modulators," *Nat. Photonics* **4**, 518–526 (2010).
71. F. Y. Gardes, G. T. Reed, N. G. Emerson, and C. E. Png, "A sub-micron depletion-type photonic modulator in Silicon On Insulator," *Opt. Express* **13**, 8845 (2005).
72. D. J. Thomson, F. Y. Gardes, J.-M. Fedeli, S. Zlatanovic, Y. Hu, B. P. P. Kuo, E. Myslivets, N. Alic, S. Radic, G. Z. Mashanovich, and G. T. Reed, "50-Gb/s Silicon Optical Modulator," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **24**, 234–236 (2012).
73. J. Sun, R. Kumar, M. Sakib, J. B. Driscoll, H. Jayatilika, and H. Rong, "A 128 Gb/s PAM4 Silicon Microring Modulator With Integrated Thermo-Optic Resonance Tuning," *J. Light. Technol.* **37**, 110–115 (2019).
74. *Lumerical* (ANSYS, Inc., <https://www.lumerical.com/>, n.d.).
75. H. Chung and W. S. C. Chang, "Modeling and optimization of traveling-wave LiNbO₃ interferometric modulators," *IEEE J. Quantum Electron.* **27**, 608–616 (1991).
76. S. M. Sze, *Physics of Semiconductors Devices.*, Wiley (1969).
77. T. Saitoh, S. Matorri, S. Kinugawa, K. Miyagi, A. Taniguchi, M. Kourogi, and M. Ohtsu, "Modulation characteristic of waveguide-type optical frequency comb generator," *J. Light. Technol.* **16**, 824–832 (1998).
78. P. Dong, "Travelling-wave Mach-Zehnder modulators functioning as optical isolators," *Opt. Express* **23**, 10498 (2015).
79. M. A. Mestre Adrover, "Data center optical networks : short- and long-term solutions," PhD thesis, Telecom Sudparis (2016).
80. G. P. Agrawal and M. J. Potasek, "Effect of frequency chirping on the performance of optical communication systems," *Opt. Lett.* **11**, 318–320 (1986).
81. W. Shi, Y. Xu, H. Sepehrian, S. LaRochelle, and L. A. Rusch, "Silicon photonic modulators for PAM transmissions," *J. Opt.* **20**, 083002 (2018).
82. Moris, "100G QSFP28 Optical Transceiver Comparison," (<https://community.fs.com/blog/decoding-100g-qsfp28-fiber-optic-transceiver-2.html>).
83. cisco.com, "Cisco 100GBASE CFP Modules Data Sheet," (https://www.cisco.com/c/en/us/products/collateral/interfaces-modules/transceiver-modules/data_sheet_c78-633027.html).
84. cisco.com, "Cisco 100GBASE QSFP-100G Modules Data Sheet," (<https://www.cisco.com/c/en/us/products/collateral/interfaces-modules/transceiver-modules/datasheet-c78-736282.html>).
85. K. Kikuchi, "Coherent optical communication systems," in *Optical Fiber Telecommunications V B* (Elsevier, 2008), pp. 95–129.
86. J. Krause Perin, A. Shastri, and J. M. Kahn, "Data center links beyond 100 Gbit/s per wavelength," *Opt. Fiber Technol.* **44**, 69–85 (2018).
87. IEEE P802.3bs 400 GbE Task Force, (<http://www.ieee802.org/3/bs/index.html>).
88. A. Samani, E. El-Fiky, M. Morsy-Osman, R. Li, D. Patel, T. Hoang, M. Jacques, M. Chagnon, N. Abadia, and D. V. Plant, "Silicon Photonic Mach-Zehnder Modulator Architectures for on Chip PAM-4 Signal Generation," *J. Light. Technol.* **37**, 2989–2999 (2019).
89. S. Moazeni, S. Lin, M. Wade, L. Alloatti, R. J. Ram, M. Popovic, and V. Stojanovic, "A 40-Gb/s PAM-4 Transmitter Based on a Ring-Resonator Optical DAC in 45-nm SOI CMOS," *IEEE J. Solid-State Circuits* **52**, 3503–3516 (2017).
90. M. S. Hai, M. M. P. Fard, and O. Liboiron-Ladouceur, "A Ring-Based 25 Gb/s DAC-Less PAM-4 Modulator," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **22**, 123–130 (2016).

91. M. Chagnon, M. Osman, M. Poulin, C. Latrasse, J.-F. Gagné, Y. Painchaud, C. Paquet, S. Lessard, and D. Plant, "Experimental study of 112 Gb/s short reach transmission employing PAM formats and SiP intensity modulator at 13 μm ," *Opt. Express* **22**, 21018–21036 (2014).
92. A. Samani, M. Chagnon, D. Patel, V. Veerasubramanian, S. Ghosh, M. Osman, Q. Zhong, and D. V. Plant, "A Low-Voltage 35-GHz Silicon Photonic Modulator-Enabled 112-Gb/s Transmission System," *IEEE Photonics J.* **7**, 1–13 (2015).
93. K. Bédard, A. D. Simard, B. Filion, Y. Painchaud, L. A. Rusch, and S. LaRochelle, "Dual phase-shift Bragg grating silicon photonic modulator operating up to 60 Gb/s," *Opt. Express* **24**, 2413–2419 (2016).
94. Y. Zhou, L. Zhou, F. Su, X. Li, and J. Chen, "Linearity Measurement and Pulse Amplitude Modulation in a Silicon Single-Drive Push–Pull Mach–Zehnder Modulator," *J. Light. Technol.* **34**, 3323–3329 (2016).
95. R. Dubé-Demers, S. LaRochelle, and W. Shi, "Ultrafast pulse-amplitude modulation with a femtojoule silicon photonic modulator," *Optica* **3**, 622–627 (2016).
96. R. Li, D. Patel, E. El-Fiky, A. Samani, Z. Xing, M. Morsy-Osman, and D. V. Plant, "High-speed low-chirp PAM-4 transmission based on push-pull silicon photonic microring modulators," *Opt. Express* **25**, 13222–13229 (2017).
97. R. Li, D. Patel, A. Samani, E. El-Fiky, Y. Wang, Z. Xing, L. Xu, and D. V. Plant, "Analysis and Experimental Study of a Silicon Photonic Single MRM-Assisted MZI PAM-4 Modulator," *IEEE Photonics J.* **9**, 4900707 (2017).
98. H. Li, B. Casper, G. Balamurugan, M. Sakib, J. Sun, J. Driscoll, R. Kumar, H. Jayatilleka, H. Rong, and J. Jaussi, "A 112 Gb/s PAM4 Silicon Photonics Transmitter With Microring Modulator and CMOS Driver," *J. Light. Technol.* **38**, 131–138 (2020).
99. Y. Tong, Z. Hu, X. Wu, S. Liu, L. Chang, A. Netherton, C.-K. Chan, J. E. Bowers, and H. K. Tsang, "An Experimental Demonstration of 160-Gbit/s PAM-4 Using a Silicon Micro-Ring Modulator," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **32**, 125–128 (2020).
100. D. Patel, A. Samani, V. Veerasubramanian, S. Ghosh, and D. V. Plant, "Silicon Photonic Segmented Modulator-Based Electro-Optic DAC for 100 Gb/s PAM-4 Generation," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **27**, 2433–2436 (2015).
101. M. S. Hai, M. M. P. Fard, and O. Liboiron-Ladouceur, "A low-voltage PAM-4 SOI ring-based modulator," in *2014 IEEE Photonics Conference* (IEEE, 2014), pp. 194–195.
102. M. Mazzini, M. Traverso, M. Webster, C. Muzio, S. Anderson, P. Sun, D. Siadat, D. Conti, A. Cervasio, S. Pfner, J. Stayt, M. Nyland, C. Togami, K. Yanushefski, and T. Daugherty, "25GBaud PAM-4 Error Free Transmission over both Single Mode Fiber and Multimode Fiber in a QSFP form factor based on Silicon Photonics," in *Optical Fiber Communication Conference Post Deadline Papers* (OSA, 2015), p. Th5B.3.
103. A. Samani, V. Veerasubramanian, E. El-Fiky, D. Patel, and D. V. Plant, "A Silicon Photonic PAM-4 Modulator Based on Dual-Parallel Mach–Zehnder Interferometers," *IEEE Photonics J.* **8**, 1–10 (2016).
104. C. Xiong, D. M. Gill, J. E. Proesel, J. S. Orcutt, W. Haensch, and W. M. J. Green, "Monolithic 56 Gb/s silicon photonic pulse-amplitude modulation transmitter," *Optica* **3**, 1060 (2016).
105. R. Dubé-Demers, S. LaRochelle, and W. Shi, "Low-power DAC-less PAM-4 transmitter using a cascaded microring modulator," *Opt. Lett.* **41**, 5369 (2016).
106. T. N. Huynh, N. Dupuis, R. Rimolo-Donadio, J. E. Proesel, D. M. Gill, C. W. Baks, A. V. Ryljakov, C. L. Schow, W. M. J. Green, and B. G. Lee, "Flexible Transmitter Employing Silicon-Segmented Mach–Zehnder Modulator With 32-nm CMOS Distributed Driver," *J. Light. Technol.* **34**, 5129–5136 (2016).
107. A. Samani, D. Patel, M. Chagnon, E. El-Fiky, R. Li, M. Jacques, N. Abadía, V. Veerasubramanian, and D. V. Plant, "Experimental parametric study of 128 Gb/s PAM-4 transmission system using a multi-electrode silicon photonic Mach Zehnder modulator," *Opt. Express* **25**, 13252–13262 (2017).
108. L. Zheng, J. Ding, S. Shao, L. Zhang, and L. Yang, "Silicon PAM-4 optical modulator driven by two binary electrical signals with different peak-to-peak voltages," *Opt. Lett.* **42**, 2213 (2017).

109. R. Li, D. Patel, A. Samani, E. El-Fiky, Z. Xing, M. Morsy-Osman, and D. V. Plant, "Silicon Photonic Ring-Assisted MZI for 50 Gb/s DAC-Less and DSP-Free PAM-4 Transmission," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **29**, 1046–1049 (2017).
110. S. Shao, J. Ding, L. Zheng, K. Zou, L. Zhang, F. Zhang, and L. Yang, "Optical PAM-4 signal generation using a silicon Mach-Zehnder optical modulator," *Opt. Express* **25**, 23003 (2017).
111. M. Li, L. Wang, X. Li, X. Xiao, and S. Yu, "Silicon intensity Mach-Zehnder modulator for single lane 100 Gb/s applications," *Photonics Res.* **6**, 109 (2018).
112. R. Li, D. Patel, E. El-Fiky, A. Samani, Z. Xing, Y. Wang, and D. V. Plant, "Silicon photonic dual-drive MIM based 56 Gb/s DAC-less and DSP-free PAM-4 transmission," *Opt. Express* **26**, 5395 (2018).
113. J. Verbist, J. Lambrecht, M. Verplaetse, J. Van Kerrebrouck, A. Srinivasan, P. De Heyn, T. De Keulenaer, X. Yin, G. Torfs, J. Van Campenhout, G. Roelkens, and J. Bauwelinck, "DAC-Less and DSP-Free 112 Gb/s PAM-4 Transmitter Using Two Parallel Electroabsorption Modulators," *J. Light. Technol.* **36**, 1281–1286 (2018).
114. Z. Xing, A. Samani, M. Xiang, E. El-Fiky, T. M. Hoang, D. Patel, R. Li, M. Qiu, Md. G. Saber, M. Morsy-Osman, and D. V. Plant, "100 Gb/s PAM4 transmission system for datacenter interconnects using a SiP ME-MZM based DAC-less transmitter and a VSB self-coherent receiver," *Opt. Express* **26**, 23969–23979 (2018).
115. L. Deniel, M. Gay, D. P. Galacho, C. Baudot, L. Bramerie, O. Ozolins, F. Boeuf, L. Vivien, C. Peucheret, and D. Marris-Morini, "DAC-less PAM-4 generation in the O-band using a silicon Mach-Zehnder modulator," *Opt. Express* **27**, 9740–9748 (2019).
116. L. Breyne, H. Ramon, K. Van Gasse, M. Verplaetse, J. Lambrecht, M. Vanhoecke, J. Van Campenhout, G. Roelkens, P. Ossieur, X. Yin, and J. Bauwelinck, "50 GBd PAM4 transmitter with a 55nm SiGe BiCMOS driver and silicon photonic segmented MZM," *Opt. Express* **28**, 23950–23960 (2020).
117. O. Jafari, S. Zhalehpour, W. Shi, and S. Larochelle, "DAC-less PAM-4 slow-light silicon photonic modulator providing high efficiency and stability," *J. Light. Technol.* **39**, 5074–5082 (2021).
118. S. Karimelahi and A. Sheikholeslami, "PAM-N signaling by coupling modulation in a ring resonator," *Opt. Lett.* **40**, 332–335 (2015).
119. A. Yariv, "Critical coupling and its control in optical waveguide-ring resonator systems," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **14**, 483–485 (2002).
120. J. Lambrecht, J. Verbist, H. Ramon, M. Vanhoecke, J. Bauwelinck, X. Yin, and G. Roelkens, "Low-Power (1.5 pJ/b) Silicon Integrated 106 Gb/s PAM-4 Optical Transmitter," *J. Light. Technol.* **38**, 432–438 (2020).
121. D. Perez-Galacho, L. Bramerie, C. Baudot, M. Chaibi, S. Messaoudene, N. Vulliet, L. Vivien, F. Boeuf, C. Peucheret, and D. Marris-Morini, "QPSK Modulation in the O-Band Using a Single Dual-Drive Mach-Zehnder Silicon Modulator," *J. Light. Technol.* **36**, 3935–3940 (2018).
122. C. Baudot, A. Fincato, D. Fowler, D. Perez-Galacho, A. Souhaité, S. Messaoudène, R. Blanc, C. Richard, J. Planchot, C. De-Buttet, B. Orlando, F. Gays, C. Mezzomo, E. Bernard, D. Marris-Morini, L. Vivien, C. Kopp, and F. Boeuf, "DAPHNE silicon photonics technological platform for research and development on WDM applications," in L. Vivien, L. Pavesi, and S. Pelli, eds. (2016), Vol. 9891, p. 98911D.
123. J. Ye, L.-S. Ma, T. Daly, and J. L. Hall, "Highly selective terahertz optical frequency comb generator," *Opt. Lett.* **22**, 301 (1997).
124. S. A. Diddams, D. J. Jones, L.-S. Ma, S. T. Cundiff, and J. L. Hall, "Optical frequency measurement across a 104-THz gap with a femtosecond laser frequency comb," *Opt. Lett.* **25**, 186–188 (2000).
125. M. Kourogi, K. Nakagawa, and M. Ohtsu, "Wide-span optical frequency comb generator for accurate optical frequency difference measurement," *IEEE J. Quantum Electron.* **29**, 2693–2701 (1993).
126. G. Scalari, J. Faist, and N. Picqué, "On-chip mid-infrared and THz frequency combs for spectroscopy," *Appl. Phys. Lett.* **114**, 150401 (2019).

127. I. Coddington, W. Swann, and N. Newbury, "Coherent Multiheterodyne Spectroscopy Using Stabilized Optical Frequency Combs," *Phys. Rev. Lett.* **100**, 013902 (2008).
128. G. Villares, A. Hugi, S. Blaser, and J. Faist, "Dual-comb spectroscopy based on quantum-cascade-laser frequency combs," *Nat. Commun.* **5**, 5192 (2014).
129. P. Martín-Mateos, B. Jerez, P. Largo-Izquierdo, and P. Acedo, "Frequency accurate coherent electro-optic dual-comb spectroscopy in real-time," *Opt. Express* **26**, 9700–9713 (2018).
130. M. Gianella, A. Nataraj, B. Tuzson, P. Jouy, F. Kapsalidis, M. Beck, A. Hugi, and J. Faist, "High-resolution and gapless dual comb spectroscopy with current-tuned quantum cascade lasers," *Opt. Express* **28**, 6197–6208 (2020).
131. S. K. Scholten, J. Whitaker-Lockwood, C. Perrella, F. Karim, and A. N. Luiten, "High-resolution molecular spectroscopy and biological applications," in *AOS Australian Conference on Optical Fibre Technology (ACOFT) and Australian Conference on Optics, Lasers, and Spectroscopy (ACOLS) 2019*, A. Mitchell and H. Rubinsztein-Dunlop, eds. (SPIE, 2019), p. 61.
132. M.-G. Suh, Q.-F. Yang, K. Y. Yang, X. Yi, and K. J. Vahala, "Microresonator soliton dual-comb spectroscopy," *Science* **354**, 600–603 (2016).
133. A. Shams-Ansari, M. Yu, Z. Chen, C. Reimer, M. Zhang, N. Picqué, and M. Loncar, "Microring Electro-optic Frequency Comb Sources for Dual-Comb Spectroscopy," in *Conference on Lasers and Electro-Optics* (OSA, 2019), p. JTh5B.8.
134. X. Ren, H. Dai, D. Li, K. Huang, M. Hu, T. Lv, M. Yan, and H. Zeng, "Mid-infrared electro-optic dual-comb spectroscopy with feedforward frequency stepping," *Opt. Lett.* **45**, 776–779 (2020).
135. A. J. Fleisher, D. A. Long, J. T. Hodges, and D. F. Plusquellic, "Multiheterodyne Infrared Spectroscopy with Pitch-agile Optical Frequency Comb Generators," in *Fourier Transform Spectroscopy and Hyperspectral Imaging and Sounding of the Environment* (OSA, 2015), p. FT2A.2.
136. D. A. Long, A. J. Fleisher, K. O. Douglass, S. E. Maxwell, K. Bielska, J. T. Hodges, and D. F. Plusquellic, "Multiheterodyne spectroscopy with optical frequency combs generated from a continuous-wave laser," *Opt. Lett.* **39**, 2688–2690 (2014).
137. A. Dutt, C. Joshi, X. Ji, J. Cardenas, Y. Okawachi, K. Luke, A. L. Gaeta, and M. Lipson, "On-chip dual-comb source for spectroscopy," *Sci. Adv.* **4**, e1701858 (2018).
138. M. Yu, Y. Okawachi, A. G. Griffith, N. Picqué, M. Lipson, and A. L. Gaeta, "Silicon-chip-based mid-infrared dual-comb spectroscopy," *Nat. Commun.* **9**, 1869 (2018).
139. S. Okubo, K. Iwakuni, H. Inaba, K. Hosaka, A. Onae, H. Sasada, and F.-L. Hong, "Ultra-broadband dual-comb spectroscopy across 1.0–1.9 μm ," *Appl. Phys. Express* **8**, 082402 (2015).
140. T. Ren, M. Zhang, C. Wang, L. Shao, C. Reimer, Y. Zhang, O. King, R. Esman, T. Cullen, and M. Loncar, "An Integrated Low-Voltage Broadband Lithium Niobate Phase Modulator," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **31**, 889–892 (2019).
141. N. Dupuis, C. R. Doerr, L. Zhang, L. Chen, N. J. Sauer, P. Dong, L. L. Buhl, and D. Ahn, "InP-Based Comb Generator for Optical OFDM," *J. Light. Technol.* **30**, 466–472 (2012).
142. Y. Xu, J. Lin, R. Dubé-Demers, S. LaRochelle, L. Rusch, and W. Shi, "Integrated flexible-grid WDM transmitter using an optical frequency comb in microring modulators," *Opt. Lett.* **43**, 1554–1557 (2018).
143. P. Marin-Palomo, J. N. Kemal, M. Karpov, A. Kordts, J. Pfeifle, M. H. P. Pfeiffer, P. Trocha, S. Wolf, V. Brasch, M. H. Anderson, R. Rosenberger, K. Vijayan, W. Freude, T. J. Kippenberg, and C. Koos, "Microresonator-based solitons for massively parallel coherent optical communications," *Nature* **546**, 274–279 (2017).
144. C. Wang, M. Zhang, M. Yu, R. Zhu, H. Hu, and M. Loncar, "Monolithic lithium niobate photonic circuits for Kerr frequency comb generation and modulation," *Nat. Commun.* **10**, (2019).
145. Z. Zhu and G. Wu, "Dual-Comb Ranging," *Engineering* **4**, 772–778 (2018).
146. C. Bao, M.-G. Suh, and K. Vahala, "Microresonator soliton dual-comb imaging," *Optica* **6**, 1110–1116 (2019).
147. A. J. Metcalf, T. Anderson, C. F. Bender, S. Blakeslee, W. Brand, D. R. Carlson, W. D. Cochran, S. A. Diddams, M. Endl, C. Fredrick, S. Halverson, D. D. Hickstein, F. Hearty, J. Jennings, S. Kanodia, K. F. Kaplan, E. Levi, E. Lubar, S. Mahadevan, A. Monson, J. P. Ninan, C. Nitroy, S.

- Osterman, S. B. Papp, F. Quinlan, L. Ramsey, P. Robertson, A. Roy, C. Schwab, S. Sigurdsson, K. Srinivasan, G. Stefansson, D. A. Sterner, R. Terrien, A. Wolszczan, J. T. Wright, and G. Ycas, "Stellar spectroscopy in the near-infrared with a laser frequency comb," *Optica* **6**, 233–239 (2019).
148. S. T. Cundiff, J. Ye, and J. L. Hall, "Optical frequency synthesis based on mode-locked lasers," *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 3749–3771 (2001).
 149. L. M. Johnson and C. H. Cox, "Serrrodyne Optical Frequency Translation with High Sideband Suppression," 4 (n.d.).
 150. R. Wu, V. R. Supradeepa, C. M. Long, D. E. Leaird, and A. M. Weiner, "Generation of very flat optical frequency combs from continuous-wave lasers using cascaded intensity and phase modulators driven by tailored radio frequency waveforms," *Opt. Lett.* **35**, 3234–3236 (2010).
 151. R. Wu, V. Torres-Company, D. E. Leaird, and A. M. Weiner, "Supercontinuum-based 10-GHz flat-topped optical frequency comb generation," *Opt. Express* **21**, 6045–6052 (2013).
 152. A. K. Mishra, R. Schmogrow, I. Tomkos, D. Hillerkuss, C. Koos, W. Freude, and J. Leuthold, "Flexible RF-Based Comb Generator," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **25**, 701–704 (2013).
 153. A. J. Metcalf, V. Torres-Company, D. E. Leaird, and A. M. Weiner, "High-Power Broadly Tunable Electrooptic Frequency Comb Generator," *IEEE J. Quantum Electron.* **19**, 3500306 (2013).
 154. M. Zhang, B. Buscaino, C. Wang, A. Shams-Ansari, C. Reimer, R. Zhu, J. M. Kahn, and M. Lončar, "Broadband electro-optic frequency comb generation in a lithium niobate microring resonator," *Nature* **568**, 373–377 (2019).
 155. X. Wu and H. K. Tsang, "Flat-top Frequency Comb Generation with Silicon Microring Modulator and Filter," in *Conference on Lasers and Electro-Optics (OSA, 2017)*, p. SM4O.6.
 156. I. Demirtzioglou, C. Lacava, K. R. H. Bottrill, D. J. Thomson, G. T. Reed, D. J. Richardson, and P. Petropoulos, "Frequency comb generation in a silicon ring resonator modulator," *Opt. Express* **26**, 790–797 (2018).
 157. K. P. Nagarjun, V. Jeyaselvan, S. K. Selvaraja, and V. R. Supradeepa, "Generation of tunable, high repetition rate optical frequency combs using on-chip silicon modulators," *Opt. Express* **26**, 10744–10753 (2018).
 158. J. Lin, H. Sepehrian, and W. Shi, "Frequency Comb Generation using a CMOS Compatible SiP DD-MZM for Flexible Networks," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **30**, 1495–1498 (2018).
 159. Z. Wang, M. Ma, H. Sun, M. Khalil, R. Adams, K. Yim, X. Jin, and L. R. Chen, "Optical Frequency Comb Generation Using CMOS Compatible Cascaded Mach-Zehnder Modulators," *IEEE J. Quantum Electron.* **55**, 8400206 (2019).
 160. K. P. Nagarjun, P. Raj, V. Jeyaselvan, S. K. Selvaraja, and V. R. Supradeepa, "Microwave power induced resonance shifting of silicon ring modulators for continuously tunable, bandwidth scaled frequency combs," *Opt. Express* **28**, 13032–13042 (2020).
 161. S. Liu, K. Wu, L. Zhou, L. Lu, B. Zhang, G. Zhou, and J. Chen, "Optical Frequency Comb and Nyquist Pulse Generation With Integrated Silicon Modulators," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **26**, 8300208 (2020).
 162. S. Liu, K. Wu, L. Zhou, L. Lu, B. Zhang, G. Zhou, and J. Chen, "Microwave Pulse Generation With a Silicon Dual-Parallel Modulator," *J. Light. Technol.* **38**, 2134–2143 (2020).
 163. M. H. Idjadi, S. Arab, and F. Aflatouni, "Optical Frequency Comb Generation in Silicon by Recursive Electro-Optic Modulation," in *Conference on Lasers and Electro-Optics (OSA, 2020)*, p. SF3O.5.
 164. M. Khalil, R. Maram, B. Naghdi, A. Samani, M. Jacques, L. R. Chen, and D. V. Plant, "Electro-Optic Frequency Comb Generation Using Cascaded Silicon Microring Modulators," in *OSA Advanced Photonics Congress (AP) 2020 (IPR, NP, NOMA, Networks, PVLED, PSC, SPPCom, SOF)* (OSA, 2020), p. IM3A.6.
 165. G. Zhou, Y. Guo, L. Lu, J. Chen, and L. Zhou, "Ultra-Wideband Signal Generation Based on a Silicon Segmented Mach-Zehnder Modulator," *IEEE Photonics J.* **12**, 5502615 (2020).
 166. A. Parriaux, M. Conforti, A. Bendahmane, J. Fatome, C. Finot, S. Trillo, N. Picqué, and G. Millot, "Spectral broadening of picosecond pulses forming dispersive shock waves in optical fibers," *Opt. Lett.* **42**, 3044–3047 (2017).

167. A. Parriaux, "Génération de peignes de fréquences par modulation électro-optique et applications," PhD thesis, Univ. Bourgogne Franche-Comté (2020).
168. V. Torres-Company, J. Lancis, and P. Andrés, "Lossless equalization of frequency combs," *Opt. Lett.* **33**, 1822–1824 (2008).
169. T. Sakamoto, T. Kawanishi, and M. Tsuchiya, "10 GHz, 24 ps pulse generation using a single-stage dual-drive Mach-Zehnder modulator," *Opt. Lett.* **33**, 890–892 (2008).
170. H.-J. Kim, A. J. Metcalf, O. E. Sandoval, D. E. Leaird, and A. M. Weiner, "Broadband and Ultra-flat Optical Comb Generation Using an EO Comb Source and a Programmable Pulse Shaper," in *CLEO: 2014 (OSA, 2014)*, p. JW2A.72.
171. K. Beha, D. C. Cole, P. Del'Haye, A. Coillet, S. A. Diddams, and S. B. Papp, "Electronic synthesis of light," *Optica* **4**, 406–411 (2017).
172. R. Slavik, S. G. Farwell, M. J. Wale, and D. J. Richardson, "Compact Optical Comb Generator Using InP Tunable Laser and Push-Pull Modulator," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **27**, 217–220 (2015).
173. N. Yokota, T. Miki, K. Abe, and H. Yasaka, "Nonlinearity of Semiconductor Mach-Zehnder Modulator for Flat Optical Frequency Comb," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **27**, 2219–2221 (2015).
174. N. Yokota and H. Yasaka, "Operation Strategy of InP Mach-Zehnder Modulators for Flat Optical Frequency Comb Generation," *IEEE J. Quantum Electron.* **52**, 5200207 (2016).
175. F. Bontempi, N. Andriolli, F. Scotti, M. Chiesa, and G. Contestabile, "Comb Line Multiplication in an InP Integrated Photonic Circuit Based on Cascaded Modulators," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **25**, 3500107 (2019).
176. H. Murata, A. Morimoto, T. Kobayashi, and S. Yamamoto, "Optical pulse generation by electrooptic-modulation method and its application to integrated ultrashort pulse generators," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **6**, 1325–1331 (2000).
177. K.-P. Ho and J. M. Kahn, "Optical frequency comb generator using phase modulation in amplified circulating loop," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **5**, 721–725 (1993).
178. M. Kourogi, B. Widiyatomo, Y. Takeuchi, and M. Ohtsu, "Limit of optical-frequency comb generation due to material dispersion," *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, 2120–2126 (1995).
179. L. Deniel, E. Weckenmann, D. P. Galacho, C. Alonso-Ramos, F. Boeuf, L. Vivien, and D. Marris-Morini, "Frequency-tuning dual-comb spectroscopy using silicon Mach-Zehnder modulators," *Opt. Express* **28**, 10888–10898 (2020).
180. B. Buscaino and M. Lončar, "Design of Efficient Resonator-Enhanced Electro-Optic Frequency Comb Generators," *J. Light. Technol.* **38**, 14 (2020).
181. M. Lauermaun, C. Weimann, A. Knopf, W. Heni, R. Palmer, S. Koeber, D. L. Elder, W. Bogaerts, J. Leuthold, L. R. Dalton, C. Rembe, W. Freude, and C. Koos, "Integrated optical frequency shifter in silicon-organic hybrid (SOH) technology," *14* (2016).
182. M. Montesinos-Ballester, V. Vakarín, J. M. Ramirez, Q. Liu, C. Alonso-Ramos, X. Le Roux, J. Frigerio, A. Ballabio, A. Barzaghi, L. Deniel, D. Bouville, L. Vivien, G. Isella, and D. Marris-Morini, "Optical modulation in Ge-rich SiGe waveguides in the mid-infrared wavelength range up to 11 μm ," *Nat. Commun. Mater.* **1**, 6 (2020).
183. M. P. Knapp, "Sines and Cosines of Angles in Arithmetic Progression," *Math. Mag.* **82**, 371–372 (2009).
184. <https://www.wolframalpha.com>, (n.d.).

Titre : Composants électro-optiques en photonique silicium pour les communications haut-débit et la génération de peignes de fréquences

Mots clés : Photonique Silicium, Modulation Optique, Peigne de fréquences, Applications Datacom

Résumé : La photonique silicium est une technologie de choix pour l'intégration de circuits photoniques complexes sur des puces de quelques mm² pouvant être fabriquées massivement et à faible coût. L'un des enjeux principaux de cette plateforme est la réalisation d'émetteurs-récepteurs optiques miniatures pour assurer les télécommunications haut-débits entre les différents serveurs des centres de données ou datacenters. De nombreuses autres applications ont émergé récemment : la spectroscopie, la radio-sur-fibre ou encore le LIDAR. Pour l'essentiel de ces nouvelles applications, un outil se révèle particulièrement utile : les peignes de fréquences optiques. Peu après l'invention du laser, ces structures spectrales consistants en un ensemble de raies laser régulièrement espacées en fréquence et mutuellement cohérentes ont suscité un fort intérêt, permettant d'améliorer considérablement la précision et la simplicité des mesures de fréquences optiques. Plusieurs stratégies ont été développées pour leur génération, l'une d'elle exploite la modulation électro-optique. L'objectif de ma thèse a été d'étudier numériquement et expérimentalement l'aptitude et les performances de modulateurs silicium à la fois dans le cadre des communications numériques hauts-débits à courte portée et de la génération de peignes de fréquence par voie électro-optique. Les modulateurs silicium reposent sur l'effet de dispersion de plasma de porteurs libres, qui implique une réponse non-linéaire de la variation d'indice de réfraction à l'application d'une tension, ainsi qu'une variation de l'absorption optique du matériau. D'autre part, plusieurs effets électroniques et opto-électroniques impactent la rapidité des modulateurs. Une première partie de mes travaux a donc été consacrée à la modélisation numérique d'un modulateur de phase en silicium tenant compte de ces effets statiques et dynamiques. Ce modèle réaliste est basé sur des mesures expérimentales de modulateurs réels et a été employé dans la suite des travaux pour simuler ou analyser les performances de structures modulantes. Une seconde partie a consisté

dans l'étude d'un modulateur Mach-Zehnder pour la génération du format PAM-4. Un aspect important de ce type d'application est de pouvoir générer un signal à quatre niveaux sans recourir à des composants électroniques coûteux énergétiquement. D'autre part, il est préférable d'assurer ces transmissions fibrées dans une région spectrale où la dispersion optique est minimale. J'ai ainsi réalisé une démonstration expérimentale d'une génération de signal PAM-4 à 20 Gb/s sans utiliser de convertisseur numérique/analogique et en bande O où la dispersion est proche de 0 ps/nm/km. Enfin, une troisième partie est dédiée à la génération de peignes de fréquences optiques par des modulateurs en silicium. Les exigences quant aux propriétés des peignes dépendent des applications, mais on peut noter deux caractéristiques généralement désirées : un grand nombre de raies, et une puissance également distribuée parmi les raies (c'est-à-dire un peigne plat). À travers une étude numérique, j'ai pu montrer que deux structures différentes basées sur des modulateurs silicium permettent de générer 9 raies égalisées (<2 dB de fluctuations) dont l'espacement peut être accordé de 0 à 7 GHz. En segmentant les modulateurs sur une structure, la simulation révèle que la plage d'accordabilité peut être étendue à 39 GHz. En plaçant un modulateur de phase dans un résonateur en anneau, j'ai également estimé numériquement que le nombre de raies obtenues dans une fenêtre de 50 dB peut être étendu d'environ 30 à plus de 110. J'ai pu concevoir ce composant qui est en cours de fabrication. Enfin, j'ai réalisé une expérience de spectroscopie à deux peignes à partir de peignes issus de modulateurs silicium, ouvrant la voie aux nouvelles applications de ces dispositifs.

Title : Silicon photonics electro-optical devices for high-speed communications and frequency comb generation

Keywords : Silicon Photonics, Optical Modulation, Frequency combs, Datacom Applications

Abstract : Silicon photonics is a technology of choice for the integration of complex photonic circuits on chips of a few mm² that can be mass-produced at low cost. One of the main challenges of this platform is the realization of miniature optical transceivers for high-speed telecommunications between different servers in datacenters. Numerous other applications have recently emerged: spectroscopy, radio over fiber and LIDAR. For most of these new applications, a tool is particularly useful: optical frequency combs. Shortly after the invention of the laser, these spectral structures, consisting of a set of regularly spaced and mutually coherent laser lines, aroused great interest, making it possible to improve the precision and simplicity of optical frequency measurements considerably. Several strategies have been developed for their generation, one of which exploits electro-optical modulation. The objective of my thesis was to investigate numerically and experimentally the suitability and performance of silicon modulators for both short-range high-speed digital communications and electro-optical frequency comb generation. Silicon modulators rely on the free carrier plasma dispersion effect, which involves a non-linear response of the refractive index variation to the application of a voltage, as well as a variation in the optical absorption of the material. On the other hand, several electronic and optoelectronic effects impact the modulators speed. Therefore, the first part of my work was devoted to the numerical modelling of a silicon phase modulator taking into account these static and dynamic effects. This realistic model is based on experimental measurements of real modulators and has been used in the following work to simulate or analyze the performance of the modulating structures. A second part consisted in the study of a Mach-Zehnder modulator for the generation of the PAM-4 format. An important aspect of this type of application is to be able to generate a four-level signal without using power-hungry electronic components. On the other hand, it is preferable to provide these fiber transmissions in a spectral region where the optical

dispersion is minimal. On the other hand, it is preferable to provide these fiber transmissions in a spectral region where the optical dispersion is minimal. I have thus carried out an experimental demonstration of a PAM-4 signal generation at 20 Gb/s without using a digital/analog converter and in O-band where the dispersion is close to 0 ps/nm/km. Finally, a third part is dedicated to the generation of optical frequency combs by silicon modulators. The requirements for the combs properties depend on the applications, but two characteristics are generally desired: a large number of lines, and a power equally distributed among the lines (i.e. a flat comb). Through a numerical study, I was able to show that both structures based on silicon modulators allow to generate 9 equalized lines (<2 dB fluctuations) with a spacing tunable from 0 to 7 GHz. By segmenting the modulators on one of the structures, the simulation reveals that the tunability range can be extended to 39 GHz. By placing a phase modulator in a ring resonator, I also numerically estimated that the number of lines obtained in a 50 dB window can be extended from about 30 to more than 110. I was able to design this component which is currently being manufactured. Finally, I performed a dual-comb spectroscopy experiment using combs from silicon modulators, paving the way for new applications of these devices.