



HAL
open science

Mention : Physique Ecole doctorale **SCIENCE DE LA MATIÈRE**

Gaël Kervella

► **To cite this version:**

Gaël Kervella. Mention : Physique Ecole doctorale **SCIENCE DE LA MATIÈRE**. Physique [physics].
Université de Rennes 1 (UR1), 2016. Français. NNT : . tel-02892815

HAL Id: tel-02892815

<https://hal.science/tel-02892815v1>

Submitted on 7 Jul 2020

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

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



THÈSE / UNIVERSITÉ DE RENNES 1
pour le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE RENNES 1
Mention : Physique
Ecole doctorale SCIENCE DE LA MATIÈRE
présentée par
GAËL KERVELLA

**Circuits intégrés
photoniques sur InP
pour la génération
de signaux
hyperfréquences**

Thèse soutenue à Palaiseau le 21/04/2016

devant le jury composé de :

Jean-François Lampin

Directeur de recherche : IEMN / rapporteur

Véronique Bardinal

Directrice de recherche : LAAS / rapporteur

Jean-Claude Simon

Professeur des universités : FOTON / examinateur

Philippe Chanclou

Chercheur : Orange Labs / examinateur

Marc Vallet

Professeur des universités : IPR / examinateur

Joël Jacquet

Professeur : DGA / examinateur

Mehdi Alouini

Professeur des universités : IPR / directeur de thèse

Fredéric van Dijk

Ingénieur de recherche : III-V Lab / encadrant industriel

Il faut être léger comme l'oiseau
et non comme la plume

Paul Valéry

Remerciements

Cette thèse a été réalisée au sein du III-V Lab, laboratoire commun entre Nokia, Thales et le CEA situé à Palaiseau sur le plateau de Saclay. Je voudrais remercier en premier lieu Dominique Pons, ex-administrateur du III-V Lab, et Bruno Gérard, responsable du groupe « sources optroniques », de m'avoir accueilli au sein de leur équipe.

Je tiens à remercier Jean-François Lampin, directeur de recherche à l'Institut d'Électronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) à Lille, et Véronique Bardinal, directrice de recherche au Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS) à Toulouse, pour avoir accepté de juger ce travail et d'en être les rapporteurs. Je remercie également les autres membres du jury de thèse : Jean-Claude Simon, Joël Jacquet, Marc Vallet et Philippe Chanclou.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Frédéric van Dijk, mon encadrant industriel, qui tout au long de ce travail m'a prodigué les meilleurs conseils. Je te remercie pour la confiance que tu m'as témoignée.

Cette thèse a la particularité d'avoir vu se succéder deux directeurs académiques. Dans un premier temps Joël Jacquet, au sein du laboratoire LMOPS de SUPELEC ; bien que ce temps fût court, j'ai beaucoup apprécié ce que tu m'as apporté et la bonne humeur que tu sais distiller. Par la suite, j'ai eu le plaisir d'être dirigé par Mehdi Alouini à l'IPR (Université de Rennes). Je voudrais te remercier pour toutes ces idées que tu m'as apportées et pour l'attention dont tu fais preuve à mon égard depuis mes années universitaires. Tu es pour beaucoup dans l'ensemble de mon parcours.

Le travail que j'ai effectué est le résultat de nombreuses collaborations avec les chercheurs, ingénieurs et techniciens du III-V lab et de Thales R&T. Ces collaborations ont eu un impact direct sur la conception, la fabrication et la caractérisation des composants, ainsi que sur les expériences systèmes. Je remercie chaleureusement Mourad Chtioui, Marco Lamponi, Guang-Hua Duan, Romain Brenot, Loïc Morvan, Alain Enard, Michel Garcia, Alexandre Larrue, Jean-Guy Provost, Grégoire Pillet, François Lelarge, Yannick Robert, Dalila Make et Eric Vinet.

Je souhaite également remercier Álvaro Jiménez Galindo (Universidad Carlos III de Madrid) et Kasia Balakier (University College of London), partenaires des projet IPHOS et IPHOBAC-NG, et avec qui j'ai eu l'immense plaisir de travailler.

J'exprime ma gratitude à celles et ceux qui m'ont dispensé leurs conseils avisés, fourni leur aide ou plus simplement avec qui j'ai pu échanger d'un point de vue professionnel ou convivial : Maryline Beguet, Hélène Debrégeas, Ghaya Baili, Alain Accard, Christophe Caillot, Marco Eusebio, Mathieu Carras, Gregory Maison, Francis Poing, Myriam Oudart, Olivier Parillaud, Peter Kaspar, Frédéric Pommereau, Jean-Yves Dupuy, Valérie Deshayes, Pascale Tefaine, Sylvain Combrie, Alfredo De Rossi, Fanny Boibessot, Alexandre Shen, Vincent Allard, Isabelle Bouille, Perrine Berger, Bouzid Sizmorag, Maria Carras, Hervé Albaret-Boit de Chavagnac, Sophie Barbet, Nicolas Chivot, Alexandre Garreau, Thomas Merlet, Andreas Stoehr, Philippe Bois, Guillermo Carpintero del Barrio, Cyril Renaud, Emmanuel Desurvire, Christophe Kazmierski, Harry Gariah, Aline Rablat, Bernadette Duval, Michelle Gargaros, Olivier Touche, Guillaume Ribourdouille, Jean-Luc Reverchon, Michel Krakowski, Fabrice Blache, Stéphanie Molin et Nolwenn Tunier.

Merci à ceux avec qui s'est développé une véritable amitié en partageant de nombreux moments de joie et d'enrichissement : Peppino Primiani, Julien Imbert, Maxime Pozzi, Anaëlle Maho, Nicolas Von Bandel, Ludovic Mendes, Joseph Bebe Manga Lobé, Antoine Jammot, Gwenaëlle Hamon et Axel Evirgen.

Je salue tous les doctorants ou stagiaires que j'ai pu côtoyer et avec qui j'ai pu échanger avec plaisir : Nils Girard, Hermine de Château-Thierry, Alban Lelievre, Hoi Leung, Agnès Verdier, Jeremy Maxin, Philippe Angelini, Florian Le Goff, Roberto Mostallino, Virginio Midili, Lina Houmami, Clément Gilles, Cecil Pham, Guillaume Santini, Louise Jumpertz, Simon Ferré et Xavier Pommarede.

Je voudrais remercier tout particulièrement mes parents, ainsi que ma famille et mes amis, qui m'ont encouragé et soutenu tout au long de ma thèse.

Enfin, un remerciement spécial pour Nathalie Martin, une comptable sur qui on peut compter.

Resumé

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de l'optique micro-onde. Nous avons mis en œuvre différentes solutions opto-electroniques dans le but de réaliser un synthétiseur hyperfréquence monolithiquement intégré, faiblement bruité et largement accordable jusqu'au domaine millimétrique. Le synthétiseur est basé sur l'intégration sur InP de deux lasers DFB, d'un coupleur optique et d'une photodiode rapide. En outre, un modulateur électro-optique est également implémenté sur la puce afin de transmettre un signal de données sur la porteuse générée. Les performances obtenues en termes de gamme d'accord et de transmission de données sans fil se sont révélées conformes aux objectifs. Ainsi, une gamme d'accord de 0 à 110 GHz et un débit de transmission de données sans fil à courte distance de 1 Gbit/s ont pu être démontrés, établissant notre système à l'état de l'art mondial pour ce type de composant totalement intégré.

Les performances en termes de bruit de phase se sont en revanche révélées décevantes. Pour remédier à ce problème nuisant à la montée en débits supérieurs, nous avons exploré deux solutions de stabilisation de la fréquence porteuse. La première, basée sur un asservissement électronique (OPLL) de la puce, s'est pour le moment révélé infructueuse, mais a permis d'étudier plus avant les problématiques qui lui sont liées. La seconde solution, basée sur un système inédit de rétroinjection optique mutuelle et une stabilisation sur un oscillateur électronique externe a quant à elle répondu à nos souhaits. En effet, la stabilisation de la fréquence porteuse par cette technique a permis de démontrer des largeurs de raies inférieures à 30 Hz et un bruit de phase réduit à -90 dBc/Hz à 10 kHz d'une porteuse accordée à 90 GHz.

A la suite de ces travaux sur une première génération de composants, une deuxième génération a été développée afin d'améliorer les performances intrinsèques de la puce en remédiant aux limitations observées jusqu'alors. Ainsi, une nouvelle configuration de cavité a été conçue intégrant notamment des lasers plus longs ainsi que des miroirs haute réflectivité. Par ailleurs, une optimisation de la structure de la photodiode a été réalisée afin d'améliorer encore sa bande passante.

Une telle source permet d'envisager la génération et la modulation de signaux microonde faible bruit de phase et largement accordables sur des composants monolithiquement intégrés répondant aux exigences de compacité, de reproductibilité et de performances haut débit requises par les industries des télécommunications, de la défense ou encore du domaine spatial.

Abstract

This thesis deals with the microwave photonics context. We have implemented various opto- electronic solutions in order to realize a monolithically integrated microwave synthesizer which has a low noise and a wide tunability until millimeter-wave frequencies. The synthesizer is based on the integration of two InP DFB lasers, an optical coupler and a fast photodiode. In addition, an electro-optic modulator is also implemented on the chip in order to transmit data on the generated carrier. The performances obtained in terms of tunability and wireless data transmission proved consistent with the objectives. Thus, a tuning range of 0-110 GHz and a short distance wireless data transmission rate of 1 Gbit /s have been demonstrated, establishing our system to the state of the art for this type of fully integrated component.

Phase noise and linewidth performances have however been disappointing. To solve this problem affecting the data rate we have investigated two ways of stabilizing the carrier frequency. The first, based on an electronic feedback loop (OPLL) has yet proved unsuccessful but allowed us to further explore the related issues. However, the second solution, based on a new system of optical cross injection and stabilization to an external electronic oscillator has filled our wishes. Indeed, the stabilization of the carrier frequency by this technique has demonstrated linewidth less than 30 Hz and a reduced phase noise to -90 dBc/Hz at 10 kHz for a given carrier at 90 GHz.

Next to the first generation components, a second generation was developed to improve the intrinsic performances of the chip by remedying the limitations previously observed. Thus, a new cavity configuration was designed including longer lasers and high reflectivity integrated mirrors made by materials deep etching. Moreover, optimization of the photodiode structure was carried out to further improve the bandwidth.

Such a source allows to consider the generation and modulation of low phase noise and widely tunable microwave signals on monolithically integrated components matching the compactness, reproducibility and high speed performances required by the telecom, defense and space industries.

Table des matières

Introduction	11
1 En route pour le millimétrique	15
1.1 Le domaine hyperfréquence ou micro-onde	16
1.1.1 Définition	16
1.1.2 Historique	18
1.1.3 Caractéristiques, intérêts et applications	21
1.1.4 Vers le millimétrique...	25
1.2 Synthèse de signaux hyperfréquences	28
1.2.1 Caractéristiques générales des synthétiseurs de fréquence	28
1.2.2 Solutions électroniques	33
1.2.3 Oscillateur opto-électronique	37
1.2.4 Photomélangé	39
1.3 Liaison télécom optique hyperfréquence	45
1.3.1 Généralités sur la transmission de données sans fil . . .	45
1.3.2 Applications des réseaux sans fils millimétriques	51
2 Conception et réalisation du circuit intégré photonique pour la génération de signaux haute fréquence	57
2.1 Description des briques de base	59
2.1.1 Physique des milieux condensés et jonctions P-N	59
2.1.2 Emission, amplification, absorption et modulation optique dans les jonctions P-N	61
2.1.3 Diode laser	70
2.1.4 Guidage d'onde optique	75
2.2 Conception du PIC	78
2.2.1 Architecture générale des composants	78
2.2.2 Conception des lasers DFB	80

2.2.3	Conception de réseaux aléatoires pour la réduction de la largeur de raie des lasers	88
2.2.4	Détermination du décalage en longueur d'onde	91
2.2.5	Conception de la photodiode	92
2.2.6	Étude de la propagation du mode optique	97
2.3	Technologie de fabrication du PIC	101
2.3.1	Première croissance épitaxiale	101
2.3.2	Formation des zones actives et passives	102
2.3.3	Réseaux Haute Réflexion (HR)	103
2.3.4	Formation des réseaux de Bragg et seconde reprise d'épitaxie	104
2.3.5	Réalisation du ruban	105
2.3.6	Formation des électrodes de contact et dernières étapes technologiques	106
3	Caractérisation statique et dynamique du PIC et application à la transmission de données sans fil	109
3.1	Configuration des tests	110
3.1.1	Préparation finale des composants : clivage, montage et câblage	110
3.1.2	Banc de mesure	111
3.2	Caractérisation du composant	113
3.2.1	Caractérisation du laser	113
3.2.2	Accord en longueur d'onde de la section de phase accordable	119
3.2.3	Accord du battement hyperfréquence	121
3.2.4	Caractérisations dynamique	124
3.2.5	Mesures de transmission de données	127
3.3	Stabilisation de la fréquence de battement	134
3.3.1	Stabilisation par boucle à verrouillage de phase optique (OPLL)	134
3.3.2	Stabilisation par rétro-injection optique	142
	Conclusion générale	157
	Annexe 1	163
	Bibliographie	176

TABLE DES MATIÈRES

9

Glossaire

177

Introduction

L'histoire des signaux hautes fréquences est une histoire plus que centenaire. Depuis la fin du XIXe siècle, l'évolution des techniques destinées à générer ce type de signaux présente un exemple des plus significatifs de ce que l'inventivité des scientifiques et des ingénieurs est capable de produire. Des premières expériences de Hertz jusqu'aux oscillateurs microélectroniques à quartz, en passant par les émetteurs à arc et les tubes à vide, ces technologies ont accompagné les grandes aventures industrielles des systèmes radio-fréquence (RF) qui furent le moteur de leur développement. Récemment, la croissance extraordinaire qu'a connu le domaine des télécommunications avec la téléphonie mobile a eu un impact considérable sur la progression des systèmes radios. La rapide expansion du marché mondial s'est accompagnée de grandes recherches dans le domaine de l'électronique embarquée afin de répondre aux contraintes de faible consommation, d'autonomie, de reproductibilité et de faibles coûts de production de ces systèmes. Cette évolution s'est faite dans le sens d'une miniaturisation toujours plus poussée des composants qui a pu profiter des progrès constants de la microélectronique. En permettant de s'affranchir des dispositifs encombrants à base de composants discrets et en limitant les déports de signaux dans les guides d'ondes et les lignes coaxiales, les circuits intégrés monolithiques hyperfréquence, plus couramment noté MMIC (par sa dénomination anglo-saxonne : Monolithic Microwave Integrated Circuit), ont entraîné une véritable rupture technologique dans le domaine. Parallèlement, les secteurs de l'armement et du spatial ont poussé à l'élaboration de systèmes radio-fréquence de plus en plus sophistiqués, sachant répondre aux contraintes de sécurité et de fiabilité, pour des applications diversifiées nécessitant notamment la présence d'oscillateurs locaux de grande pureté spectrale.

A l'heure actuelle, de nouveaux challenges techniques sont en perspective. Il s'agit notamment de gérer efficacement les nombreuses gammes de

fréquences utilisées, afin par exemple d'assurer l'émergence de systèmes de communications sans fil multistandards reconfigurables numériquement. Cela réclame des composants disposant d'une large plage d'accord et capable d'intégrer toujours plus de fonctions. En outre, la tendance à la montée en fréquence des applications, afin notamment de s'affranchir de l'encombrement spectral ou encore d'assurer une forte directivité aux signaux, conduit à se confronter à de nouvelles difficultés techniques, occasionnant des problèmes d'encombrement et de coût.

Parallèlement au développement de solutions purement électroniques, l'opto-électronique s'avère également être un domaine très fécond concernant l'émission et la détection de signaux haute fréquence. Les composants photoniques à semi-conducteur ont pu profiter de l'expansion des télécommunications optiques numériques, qui constituent aujourd'hui la base du réseau internet mondial, et s'appliquent désormais de plus en plus au domaine radio-fréquence. L'utilisation de l'optique présente en effet de nombreux intérêts : la disponibilité de grandes bandes passantes qui permettent, grâce au multiplexage en longueur d'onde, de transporter des signaux montants et descendants de natures différentes (oscillateurs locaux, signaux analogiques et numériques) dans une même fibre optique ; les faibles pertes de propagation dans ces fibres indépendamment de la fréquence du signal et enfin l'insensibilité aux perturbations électromagnétiques. A cela s'ajoute la possibilité de fabriquer des sources photoniques de signaux radio-fréquence qui, du fait de leur simplicité, ne posent pas de problèmes d'encombrement même lorsque les fréquences dépassent la dizaine de GHz. Pour les sources continues, nous pouvons citer notamment les lasers à cascades quantiques pour le domaine Terahertz et les sources utilisant le principe de photo-mélange par battement de deux lasers sur une photodiode.

C'est ce dernier type de source qui sera étudié dans ce travail de thèse. L'objectif est de démontrer la faisabilité d'une source photonique hyperfréquence monolithiquement intégrée. Lasers, amplificateurs optiques, modulateurs électro-optiques, coupleurs, photodiodes, tous ces différents éléments sont réunis sur une seule et même puce afin de disposer d'un maximum de fonctionnalités et ainsi d'obtenir une grande marge de manœuvre sur la formation du signal hyperfréquence ou micro-onde. Ce travail a été réalisé en s'appuyant sur les avancées conjointes de l'optique et de l'électronique hyperfréquence, et en essayant de tirer le meilleur de chacune. Dans ce mémoire, nous retracerons les étapes qui ont jalonné l'élaboration de ce composant et nous présenterons les performances qu'il nous a permis d'atteindre.

Dans le premier chapitre, nous présenterons les caractéristiques, applications et intérêts des signaux micro-ondes et nous décrirons plus particulièrement les synthétiseurs de fréquences associés. En parallèle aux solutions électroniques, nous ferons état des progrès des solutions optiques et de l'émergence de l'optique-hyperfréquence. Nous évoquerons notamment l'intérêt de ces solutions optiques pour les télécommunications sans fil sur porteuse micro-onde et millimétrique, domaine en pleine expansion devant la montée en fréquence des systèmes de radiocommunication nécessaires aux nouveaux usages de télécommunications qui demandent toujours plus de débits de données et ce de manière ubiquitaire. La disponibilité de sources performantes, peu coûteuses et compactes pour ce type d'application s'avère dès lors cruciale.

Grâce au progrès des technologies sur semi-conducteurs, il est aujourd'hui possible de développer des sources photoniques miniaturisées permettant une utilisation diverse et flexible dans les réseaux de nouvelle génération. Jusqu'à présent, ces sources étaient néanmoins composées de plusieurs éléments discrets pouvant nuire à sa compacité, à sa stabilité et à son rendement énergétique. Le projet que nous avons poursuivi au III-V Lab a pour but de développer la première source photonique millimétrique totalement intégrée sur phosphure d'Indium (InP). Basé sur le principe du photomélange optique, le composant envisagé est composé de deux lasers fonctionnant autour de 1550 nm, de modulateurs (MEA), d'amplificateurs (SOA), de coupleurs optiques et d'une photodiode très rapide afin de générer un battement hyperfréquence accordable sur une large bande de fréquence. Ce travail a été réalisé dans le cadre de deux projets de recherche et développement de l'union européenne dénommés IPHOS [1] et IPHOBAC-NG [2].

Le chapitre 2 décrit en détail le composant développé ainsi que les briques de base qui le constituent. Une première génération de composants a été conçue et fabriquée, respectivement par Mourad Chtioui et Marco Lamponi, avant le début de cette thèse. La présentation du travail de conception du composant de seconde génération revient sur l'élaboration de sa structure verticale et horizontale, en précisant notamment la justification des améliorations, choix et compromis qui ont été faits afin de s'assurer les meilleurs performances possibles en termes de gamme d'accord, de bande passante et de bruit de phase. Nous décrirons également le processus de fabrication et les difficultés associées à cette technologie complexe, comprenant notamment deux étapes de reprise d'épitaxie.

Enfin, dans le chapitre 3, nous évaluerons les performances statiques et

dynamiques obtenues sur les composants de première génération afin de valider le concept. Nous insisterons plus particulièrement sur leur application à la transmission de données sans fil à haut-débit et sur les solutions mises en œuvre dans le but de réduire le bruit de phase du signal hyperfréquence généré.

Chapitre 1

En route pour le millimétrique

Chacun sait l'importance qu'occupent à notre époque les ondes radioélectriques dans notre quotidien. Il s'agit d'une technologie clef du XXe siècle qui n'a cessé d'évoluer vers davantage d'applications toujours plus diversifiées. Parmi ces ondes radios, les ondes hyperfréquence ou micro-ondes se sont distinguées dans de nombreux domaines parmi lesquels celui des télécommunications ou ceux de la sécurité et de la défense. L'utilisation des micro-ondes est en effet à la base des technologies tels que le radar et la téléphonie mobile, entre autres.

Les nombreux intérêts que représentent ces ondes continuent de donner lieu à une intense activité, tant au niveau industriel que scientifique, pour le développement de sources hyperfréquences. Afin de répondre à certaines utilisations de plus en plus sophistiquées, l'obtention de sources à la fois compactes, efficaces, puissantes et simples à mettre en œuvre est ainsi hautement désirée, notamment pour les ondes millimétriques dans le cas de fréquences atteignant plusieurs dizaines de GHz.

Depuis quelques années, de nouvelles perspectives ont ainsi été dégagées. Ainsi, une des applications potentielles de ces ondes millimétriques concerne les nouveaux réseaux de communication, dont l'objectif est de fournir aux utilisateurs des très hauts débits d'informations en tous lieux et à tout moment. Nous verrons par la suite que sur ce secteur, des solutions de type purement électroniques sont en concurrence avec des solutions basées sur des composants photoniques, et en quoi chacune d'elles possède des avantages et des inconvénients.

1.1 Le domaine hyperfréquence ou micro-onde

Les ondes hyperfréquence, mieux connues sous le nom de micro-ondes [3], font partie des ondes radioélectriques situées dans une gamme de fréquence intermédiaire entre le domaine de l'infrarouge et celui des ondes de radiodiffusion. Leur histoire est attachée à de grands succès technologiques tels que les radars, les fours micro-ondes et plus récemment les systèmes de téléphonie mobile ou d'autres systèmes de télécommunications sans fil tel que le Wifi. Les technologies hyperfréquence continuent de faire l'objet d'une évolution constante et parmi elles, celles basées sur les ondes dites millimétriques, dont les fréquences sont supérieures à 30 GHz, font notamment l'objet d'une attention de plus en plus soutenue, laissant entrevoir une tendance à l'évolution des systèmes micro-ondes vers ce domaine dans plusieurs secteurs.

1.1.1 Définition

On définit une onde électro-magnétique comme la propagation d'une déformation harmonique des propriétés électriques et magnétiques de l'espace. Il s'agit de la description ondulatoire du rayonnement d'énergie électromagnétique qui peut aussi être traduit au niveau corpusculaire par un transfert de photons. La périodicité temporelle de cette déformation peut être représentée par la notion de fréquence, qui quantifie le nombre de cycles ondulatoires passant en un point donné en une seconde. Enfin, connaissant la vitesse de propagation v de l'onde dans un milieu donné et sa fréquence f , on définit la périodicité spatiale correspondante, appelée longueur d'onde λ , par la relation $\lambda = v/f$. Dans le vide le rayonnement électromagnétique se déplace à la constante physique fondamentale $c = 299792458$ m/s.

Le spectre électromagnétique est historiquement subdivisé en bandes de fréquence. Par fréquences croissantes, nous pouvons notamment citer :

- Les ondes radioélectriques ou ondes Hertziennes.
- Les rayonnements infrarouges.
- La lumière visible.
- Les rayonnements ultraviolets.
- Les rayons X.
- Les rayons Gamma.

Sur la figure 1.1 sont représentées ces différentes bandes en fonction de la fréquence et de la longueur d'onde des rayonnements.

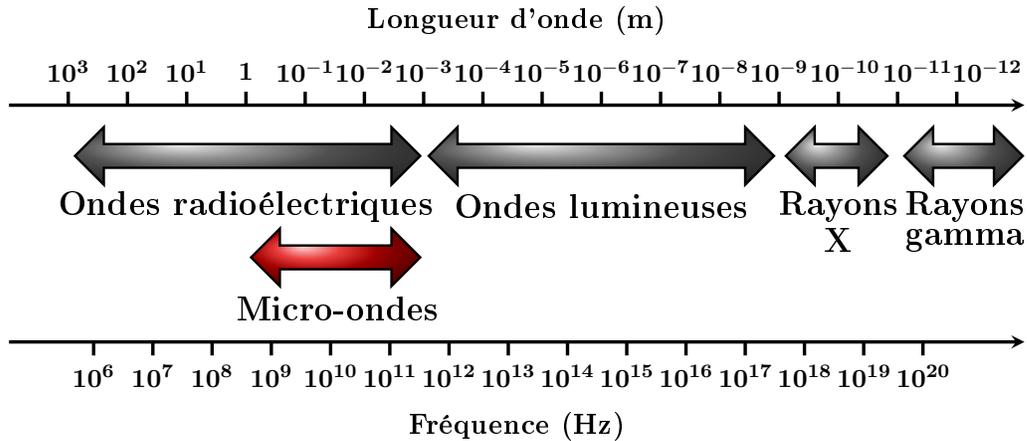


FIGURE 1.1: Spectre du rayonnement électromagnétique en fonction de la longueur d'onde et de la fréquence.

Les ondes dites hyperfréquences, ou micro-onde, sont des ondes radioélectriques dont les fréquences sont approximativement comprises entre 300 MHz et 300 GHz, soit des longueurs d'onde dans l'air ou le vide comprises entre 1 m et 1 mm (Le terme de micro-onde provient du fait que ces ondes ont une longueur d'onde plus courte que celles destinées à la télévision terrestre et à la radio FM). Les limites de définition de ce type d'ondes sont cependant assez arbitraires et varient selon le champ d'étude. Ainsi, un découpage plus précis du domaine hyperfréquence comprend les bandes UHF («Ultra High Frequency» de 300 MHz à 3 GHz), SHF (Super High Frequency entre 3 à 30 GHz) et EHF («Extremely High Frequency» de 30 à 300 GHz, aussi appelée onde millimétrique). Enfin, les bandes définies par les standards IEEE (Institute of Electrotechnical and Electrical Engineers) [4] données par le tableau suivant restent les plus utilisées par les ingénieurs.

Désignation	Gamme de fréquences (GHz)
Bande L	1-2
Bande S	2-4
Bande C	4-8
Bande X	8-12
Bande Ku	12-18
Bande K	18-26,5
Bande Ka	26,5-40
Bande Q	33-50
Bande U	40-60
Bande V	50-75
Bande E	60-90
Bande W	75-110
Bande F	90-140
Bande D	110-170
Bande G	140-220

1.1.2 Historique

En 1888, quelques années après la fondation de la théorie de l'électromagnétisme par James Maxwell, qui formula ses célèbres équations dans son *Traité sur l'électricité et le magnétisme* en 1873, Heinrich Hertz parvint à produire et à détecter des ondes électromagnétiques se propageant dans l'air à de très hautes fréquences inaugurant ainsi l'avènement des ondes qui portent son nom : les ondes hertziennes également appelées ondes radio. Pour ce faire, il utilise un émetteur à étincelle constitué par un éclateur et un circuit LC oscillant. Les oscillations électriques qui naissent dans ce dispositif sont à l'origine d'une onde qu'il détecte à distance à l'aide d'un résonateur composé d'un anneau métallique presque refermé sur deux sphères de laiton entre lesquelles est observée une étincelle. Hertz estime que la fréquence des oscillations provoquées par son montage est de l'ordre de cent millions de périodes par seconde, soit de l'ordre du GHz. Cette expérience constitue la première preuve que les oscillations du rayonnement électromagnétique peuvent se propager.

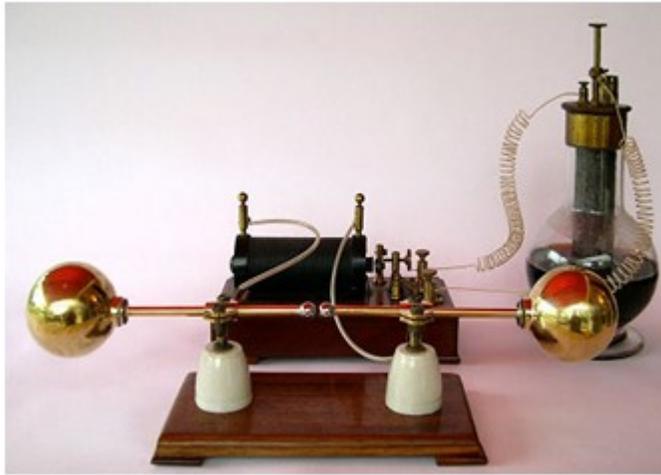


FIGURE 1.2: oscillateur de Hertz.

Il ne manquait désormais que l'addition d'un manipulateur morse à l'appareil de Hertz pour que les ondes électromagnétiques deviennent porteuses de données. Grâce à ce dispositif, l'ingénieur italien Guglielmo Marconi réalisa en 1899 la première communication transmanche par radio enregistrant l'un des premiers grands succès de la télégraphie sans fil.

Le début du XXe siècle marque alors véritablement l'éclosion des télécommunications modernes qui, dans un premier temps, furent essentiellement réalisées par propagation de l'onde à la surface de la terre. Dans la limite de la courbure terrestre, le niveau du signal reçu étant proportionnel à la longueur d'onde, les ondes longues (dont les fréquences sont inférieures à 300 kHz) ont tout d'abord été privilégiées par les services commerciaux laissant aux radioamateurs l'exploitation des fréquences plus élevées. Les performances obtenues par ces derniers ainsi que les travaux théoriques de Kennelly et Heavyside sur la propagation des ondes par réflexion sur les couches de l'atmosphère supérieure démontrèrent cependant la viabilité des communications sans fil intercontinentales par propagation ionosphérique à l'aide de signaux à ondes courtes atteignant des fréquences de quelques MHz.

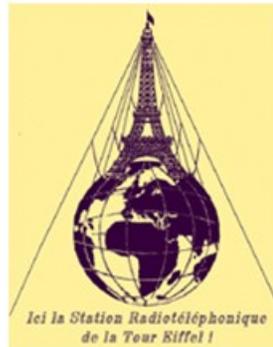


FIGURE 1.3: Les premières émissions de radiodiffusion eurent lieu en 1920. Nous voyons ici une image publicitaire de la radio tour Eiffel.

Néanmoins, les difficultés techniques pour concevoir des émetteurs permettant d'obtenir des oscillations entretenues à des fréquences supérieures et suffisamment pure spectralement condamnèrent pendant longtemps le domaine de l'électronique micro-onde au silence radio. Il fallut attendre le développement de la technologie radar et son perfectionnement au cours de la seconde guerre mondiale pour disposer d'un émetteur performant de signaux hyperfréquence basé sur un tube électronique à cavité résonnante soumis à un champ magnétique : le magnétron. Par la suite, la recherche de performances accrues a notamment conduit à développer des sources de très haute pureté spectrale telles que celles basées sur la multiplication de signaux issus d'oscillateurs à quartz.



FIGURE 1.4: Magnétron provenant d'un radar russe.

Dans la deuxième partie du XXe siècle, la révolution qu'a constitué l'avènement des semi-conducteurs n'a pas ignoré le domaine de l'électronique micro-onde. Ainsi, le développement de composants semi-conducteur hyperfréquence au début des années 1960, tel que les diodes GUNN ou les transistors à effet de champ à grille métallique MEFSET, et le perfectionnement des technologies de guidage coplanaire et microruban ont permis la conception d'oscillateurs réalisés sur circuit intégré micro-onde monolithique (MMIC de l'anglais *Monolithic Microwave Integrated Circuit*). Grâce au progrès de la photolithographie, ces derniers ont enfin rendu possible la production en grande série de sources dans le domaine micro-onde permettant notamment aux signaux hyperfréquence de faire une percée retentissante dans le domaine des télécommunications avec la téléphonie mobile.

Enfin, dernier avatar sur ce long chemin, ces vingt dernières années ont vu les potentialités offertes par l'optique s'investir dans les systèmes hyperfréquence, et ce grâce à la maturité qu'ont pu atteindre des technologies telles que les lasers, les fibres optiques ou encore les photodiodes. L'optoelectronique hyperfréquence est aujourd'hui un domaine foisonnant et prometteur quant à la disposition de sources micro-onde à la fois compactes et pures spectralement sur une large bande de fréquence.

1.1.3 Caractéristiques, intérêts et applications

Les propriétés particulières des signaux hyperfréquence rendent leur utilisation intéressante à de nombreux égards. Les micro-ondes se situant à la lisière des ondes électriques et des ondes optiques, cette double appartenance leur confère des caractéristiques hybrides. Ainsi, si la production de ces signaux relève essentiellement de propriétés électriques, leur propagation relève en majeure partie du domaine de l'optique. Il est toutefois important de prendre en compte l'interaction des ondes électromagnétiques avec la matière et notamment avec les différents éléments composant l'atmosphère. La figure 1.5 représente l'effet de l'absorption des ondes hyperfréquence dans l'atmosphère en fonction de la fréquence. Elle illustre notamment l'augmentation de l'atténuation atmosphérique lorsque la fréquence croît et la présence de pics d'absorption pour des fréquences particulières entre lesquelles apparaissent des fenêtres de transmission; ceci explique pourquoi la plupart des applications micro-onde à longue distance travaillent sous 30 GHz. Enfin, concernant les phénomènes de réflexion, contrairement aux ondes de plus basse fréquence pour lesquelles l'ionosphère est opaque, cette couche d'atmosphère

supérieure est traversée sans inconvénient par les ondes hyperfréquence ce qui leur confère une utilité particulière pour les applications en direction de l'espace.

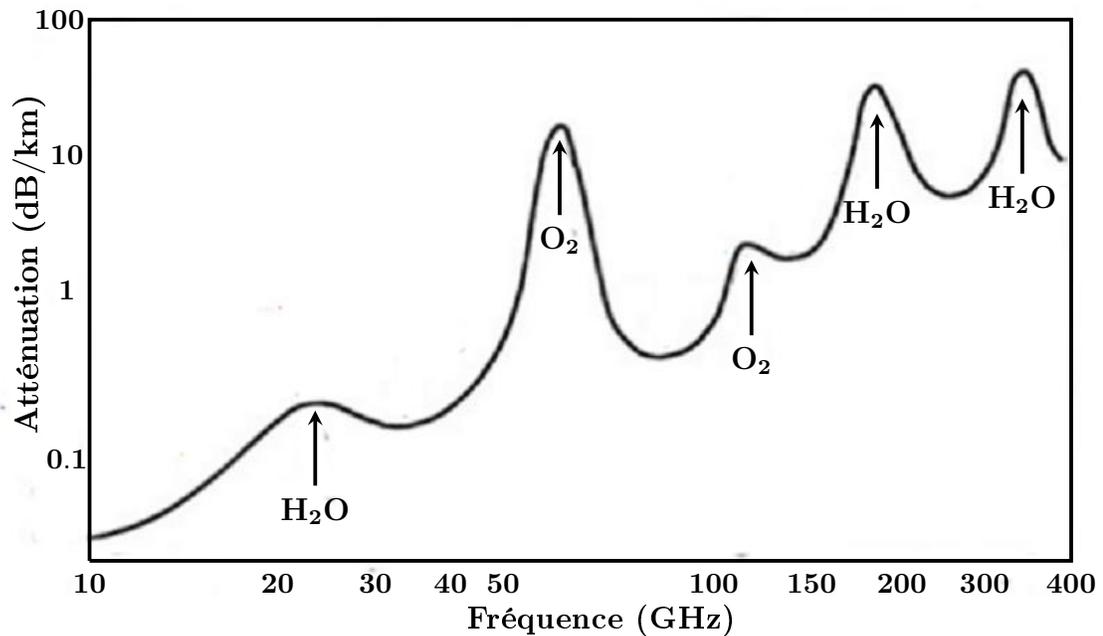


FIGURE 1.5: Absorption des ondes hyperfréquences dans l'atmosphère.

Le premier intérêt des ondes hyperfréquences vient de la concentration spatiale de l'énergie rayonnée du fait de la courte longueur d'onde qui permet d'obtenir un faisceau étroit et de forte directivité. Cette propriété est notamment mise en oeuvre pour la précision de la détection radar dont le principe est de viser une cible par une onde électromagnétique et d'en mesurer l'écho. En outre, les obstacles ne peuvent être détectés que si leurs dimensions sont comparables à la longueur d'onde, ce qui rend les micro-ondes très appropriées pour déceler des éléments de petite dimension et pour l'utilisation d'antennes de faible taille. D'une manière générale, plus la fréquence est élevée, plus les systèmes fonctionneront à courte portée. Deuxièmement, l'étendue du domaine micro-onde et les fréquences porteuses élevées qu'elle offre permettent de disposer de larges bande passante et donc de transmettre

d'autant plus d'informations. A titre d'exemple, une bande passante de 10% autour de 10 GHz peut contenir autant d'information que toute la bande allant de 0 à 1 GHz. On comprend par conséquent l'intérêt que peut avoir le domaine hyperfréquence pour les applications de type télécommunication où les quantités d'informations mises en jeu vont toujours croissantes, et ceci d'autant plus que la plupart des bandes de fréquence inférieures, affectées à des services divers, sont en situation d'encombrement.

Considérant cela, les applications des micro-ondes s'avèrent nombreuses et importantes. En voici une liste non exhaustive :

- Radiodétection, radioguidage : Les radars micro-onde sont utilisés pour la navigation et la surveillance aérienne, maritime et terrestre. La précision de ces systèmes tire partie des faibles dimensions des antennes (rendant particulièrement viables les applications embarquées) ainsi que de leur diagramme de rayonnement très fin rendu possible du fait de la directivité des signaux micro-onde. Ils permettent notamment de localiser les aéronefs, de détecter et de guider des missiles, de contrôler le trafic des aéroports, d'aider à l'atterrissage ou d'éviter les collisions, etc. . .
- Guerre électronique : Ce sont notamment les dispositifs de contre-mesures et de brouillage électronique. Ces systèmes doivent être capables d'identifier et de suivre des signaux ennemis, ce qui réclame une très grande bande passante à la détection, puis de riposter sous forme de signaux de brouillage. Ils sont utilisés dans la plupart des avions et des hélicoptères de combat.
- Radiométrie : Des radiomètres micro-onde sont utilisés pour l'évaluation des caractéristiques physique de zones observées, tels que l'humidité ou la température, permettant notamment de déterminer les conditions météorologiques à courte distance.
- Communications : Les applications hyperfréquence pour les communications comprennent les liaisons horizontales terrestres et les liaisons spatiales. Les premières ont connu un développement spectaculaire ces vingt dernières années avec l'éclosion de la téléphonie mobile qui repose sur un réseau de stations de base et d'antennes relais. Pour exemple, le réseau 4G fonctionne, en France, sur trois bandes de fréquences attribués aux grands opérateurs de téléphonie mobile : la bande des 800 MHz, la bande des 1800 MHz et la bande des 2600 MHz. On peut également mentionner le transfert de données entre terminaux

informatiques tels que ceux reposant sur les normes wifi et bluetooth fonctionnant autour de 2.4 GHz. Les applications en développement sont nombreuses et variées, surtout dans le cadre de la croissance extrêmement forte du domaine des objets communicants : radio sur fibre, liaisons point à point, télécommunications directionnelles sécurisées, etc... Pour ce qui est des liaisons spatiales, on peut distinguer les communications intersatellite et les communications terre-satellite, dont les exemples les plus célèbres sont la navigation par satellite (GPS) fonctionnant en bande L et la télévision par satellite fonctionnant en bande C et Ku.

- Radioastronomie et télédétection spatiale : Les micro-ondes sont couramment utilisées pour observer les objets célestes à l'aide de radiotélescope tel que l'Atacama Large Millimeter Array installé dans le désert de l'Atacama et qui fonctionne dans le domaine millimétrique. Dans l'autre sens, observer la terre à partir de l'espace à l'aide de télédéTECTEURS micro-onde embarqués sur satellites artificiels permet de recueillir des informations précieuses sur les caractéristiques et l'évolution de la surface et de l'atmosphère de la Terre.
- Chauffage industriel et domestique : Le four micro onde est certainement l'application la plus populaire des ondes du même nom. Leur capacité à pénétrer au coeur des matériaux de type diélectrique à pertes, telles que les molécules d'eau, permet d'y dissiper de l'énergie de manière thermique et d'obtenir un chauffage rapide et homogène. La fréquence utilisée est de 2.45 GHz.
- Contrôle de sécurité corporel : Le scanner à onde millimétrique a connu un développement récent pour des applications de sécurité, notamment dans les aéroports. Certaines fréquences de la gamme millimétriques ont la propriété de traverser les vêtements et de s'arrêter à la surface de la peau, ce qui permet de visualiser un témoin présent dans le scanner comme « déshabillé » et ainsi d'identifier d'éventuels objets dissimulés.
- Médecine : L'hyperthermie hyperfréquence est utilisée dans le traitement de tumeurs pour détruire les cellules cancéreuses. Dans le domaine du génie biomédical, des microcapteurs radio-fréquence implantables pour la surveillance de paramètres biologiques commencent à être utilisés.

1.1.4 Vers le millimétrique...

A l'aune des exemples précédents, l'évolution des technologies « sans fils » se fait sentir quel que soit le domaine. Grâce à l'intensité des travaux de recherche et de développement portés par des synergies fécondes entre scientifiques et industriels, les systèmes hyperfréquences tendent aujourd'hui vers toujours plus de fonctionnalités à des performances élevées, tout en assurant une meilleure reproductibilité et une meilleure fiabilité pour un coût et un encombrement plus faible.

Cette tendance se fait particulièrement sentir dans le domaine des télécommunications : le besoin de transférer de plus en plus de données de nature diverse (sons, images, vidéos, ...) et la demande de connections permanentes et ubiquitaires de la nouvelle « société de l'information » conduisent à une intense course au débit de communication sans fil ainsi qu'on peut l'observer sur la figure suivante.

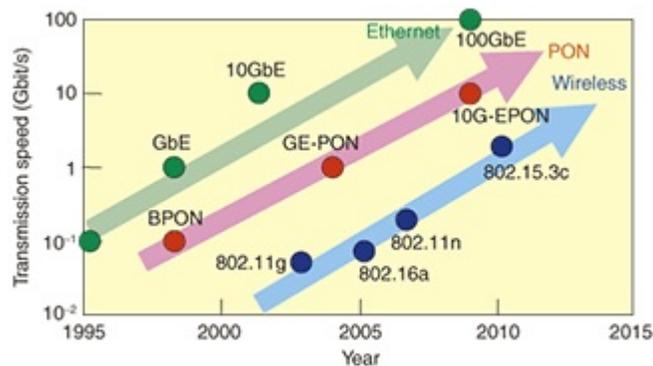


FIGURE 1.6: Schéma représentant l'évolution des débits fixes et mobiles au cours de ces vingt dernières années [5].

Les technologies sans fil large bande à très haut débit deviennent à présent une nécessité. En effet, la bande 0.5 GHz-6 GHz dans laquelle fonctionne la plupart des standards de télécommunication (4G, wifi, bluetooth,...) n'alloue que des largeurs de bande latérales limitées et les formats de modulation complexes (64-QAM, QPSK,...), qui permettent une utilisation plus efficace du spectre, ne suffisent plus à augmenter les débits. Pour désengorger le spectre, un consensus émerge afin de faire migrer les fréquences porteuses de l'UHF à

la bande E et au-delà [6]. Les autorités de nombreux pays industrialisés ont ainsi décidé d'allouer de larges bandes de fréquences millimétriques autour de 60 GHz [7]. Ces plages de plusieurs GHz permettraient de réaliser des liaisons sans fils à des débits supérieurs au Gbit/s. La figure ci-dessous représente les fréquences autorisées autour de 60 GHz pour différents endroits du globe.

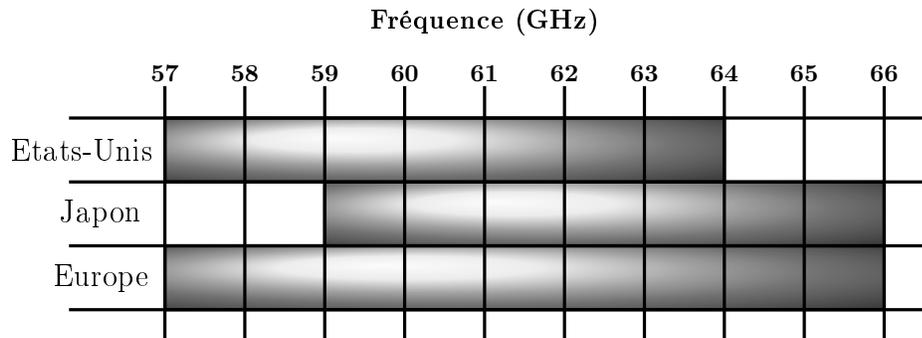


FIGURE 1.7: Gammes de fréquences autorisées dans le domaine millimétrique pour différents régions de la planète.

En 2009, le Comité européen des radiocommunications émit des recommandations pour la réalisation de service de télécommunications sans fil dans la gamme des 57-64 GHz [8], offrant ainsi une largeur spectrale utilisable de 7 GHz. La forte atténuation atmosphérique des ondes électromagnétiques dans cette gamme (voir figure 1.5) limite néanmoins son exploitation à des liaisons courtes distances. Ce qui peut apparaître comme un inconvénient de prime abord présente également un intérêt en assurant une sécurité accrue aux communications et surtout en permettant la définition de microcellules radio bien définies et donc la réutilisation de fréquences porteuses à différents endroits sans risque d'interférences, augmentant d'autant la capacité du réseau. En les intégrant à une architecture radio sur fibre, les technologies millimétriques permettraient ainsi de constituer un maillage hybride fixe/mobile très haut débit domestique particulièrement efficace et complet. De même, elles pourraient s'avérer profitables pour réaliser des réseaux intermédiaires entre l'accès et le cœur de réseau (réseau d'amenée, plus couramment appelée backhaul) en réalisant des liaisons point à point sans fil à haut débit, évitant ainsi les problèmes de génie civil lié au déploiement de la fibre optique en milieu dense.

Les applications du domaine millimétrique ne se limitent pas aux communications sans fil, elles peuvent également servir le domaine du spatial en fournissant des oscillateurs locaux embarqués sur satellite permettant l'analyse de planètes ou encore du fond diffus cosmologique. Dans le domaine de la défense et de la sécurité, les fréquences millimétriques s'appliquent, entre autres, aux radars haute résolution et à faisceau étroit pour la détection d'objets de petite taille et le ciblage de missile autoguidé.

Jusqu'à présent, le talon d'achille des systèmes fonctionnant à de telles fréquences était le manque de sources à la fois performantes, fiables, compactes et à coût raisonnable assurant une pérennité commerciale à leur mise en service [9]. Les solutions purement électroniques à base de MMIC utilisent des oscillateurs, initialement dans la gamme du mégahertz, comprenant plusieurs étages de multiplications pour atteindre les fréquences millimétriques. L'inconvénient majeur de cette technique est que cette multiplication dégrade le bruit de phase de 20 dB par décade, ce qui limite sévèrement son application. De plus, la complexité de conception de ce type de source réduit leur déploiement [10] et entraîne une rigidité du système, ce qui limite notamment sa gamme d'accord.

L'utilisation de dispositifs opto-électroniques représente une autre voie pour la génération de signaux millimétriques. Pour ce faire, elle affiche de nombreux atouts, à commencer par les potentialités large bande inhérentes à l'optique. De plus, les possibilités d'accorder amplement la fréquence émise et de déporter le signal large bande sur de longues distances à l'aide d'une fibre optique sont particulièrement appréciables là où l'absorption atmosphérique est importante. Enfin, dernier intérêt et non des moindres : contrairement aux solutions purement électroniques, les solutions opto-électroniques permettent d'offrir des caractéristiques de bruit de phase indépendantes de la fréquence générée [11].

Par la suite, nous reviendrons plus en détail sur l'éventail des solutions existantes pour la génération de ce type de signaux et nous verrons pourquoi la photonique semble la voie privilégiée dans le cadre de la montée en fréquence des systèmes, avec pour horizon proche les ondes Terahertz...

1.2 Synthèse de signaux hyperfréquences

Comme évoqué dans le paragraphe précédent, la synthèse de signaux hyperfréquence peut être réalisée de deux manières différentes : la première est basée sur des sources électroniques, la seconde utilise quant à elle des sources optiques. L'une comme l'autre possèdent des intérêts et des inconvénients et il convient d'étudier plus en détail les spécificités de chacune, notamment, dans le cadre de la montée en fréquence des systèmes.

1.2.1 Caractéristiques générales des synthétiseurs de fréquence

La synthèse de fréquence consiste à générer un signal de fréquence définie à partir de sommes, de différences et de multiplications d'un oscillateur de référence. Par extension, un synthétiseur de fréquence est l'instrument permettant d'effectuer cette opération ainsi que d'ajuster la fréquence et l'amplitude du signal généré. Les synthétiseurs de fréquence sont des éléments essentiels dans les systèmes embarqués et dans les équipements de communication où ils œuvrent en tant qu'oscillateurs locaux nécessaires à la transposition en haute ou basse fréquence pour l'émission et la réception. Dans le cas d'un canal d'émission et de réception unique, il est possible d'utiliser un oscillateur de fréquence fixe. Cependant dans une large majorité des cas, la fréquence de l'oscillateur local doit être accordable, pour permettre de sélectionner le canal utilisé.

La principale caractéristique d'un synthétiseur de fréquence est donc sa plage de fonctionnement. Elle correspond aux fréquences extrêmes synthétisées par l'instrument. Dans le cas où la fréquence de sortie du synthétiseur ne varie pas continûment, celui-ci génère des fréquences discrètes espacées d'un pas élémentaire nommé pas de synthèse.

Un synthétiseur de fréquence est évalué par sa capacité à fournir en sortie un signal sinusoïdal respectant certains critères. En plus des exigences en termes de puissance, il doit permettre d'atteindre la valeur de fréquence voulue de manière précise avec un temps d'établissement le plus réduit possible. La présence de raies parasites provenant d'harmoniques du signal de référence, de signaux auxiliaires ou du secteur ainsi que de leur combinaison peut venir dégrader l'émission du synthétiseur. Ceci peut conduire à l'émission de puissance dans des canaux voisins du canal de transmission visé, ou inversement, à la réception de fréquences non désirées. De plus, les sources de

bruits internes liés aux composants actifs et passifs du synthétiseur induisent des modulations aléatoires en phase et en amplitude du signal synthétisé. D'un point de vue mathématique, le signal de sortie V du synthétiseur n'est donc pas une sinusoïde parfaite et s'écrit en fonction du temps t :

$$V(t) = V_0(1 + \delta a(t))\cos(\omega_0 t + \phi_0 + \delta\phi(t)) \quad (1.1)$$

où V_0 est l'amplitude crête, ω_0 la fréquence angulaire, ϕ_0 la phase moyenne.

Les deux types de fluctuation évoquée ci-dessus sont :

- Le bruit d'amplitude : $\delta a(t)$ sans dimension.
- Le bruit de phase : $\delta\phi(t)$ en radians.

L'un comme l'autre ont des valeurs aléatoires de moyenne nulle. Ils sont représentés schématiquement sur la figure 1.8

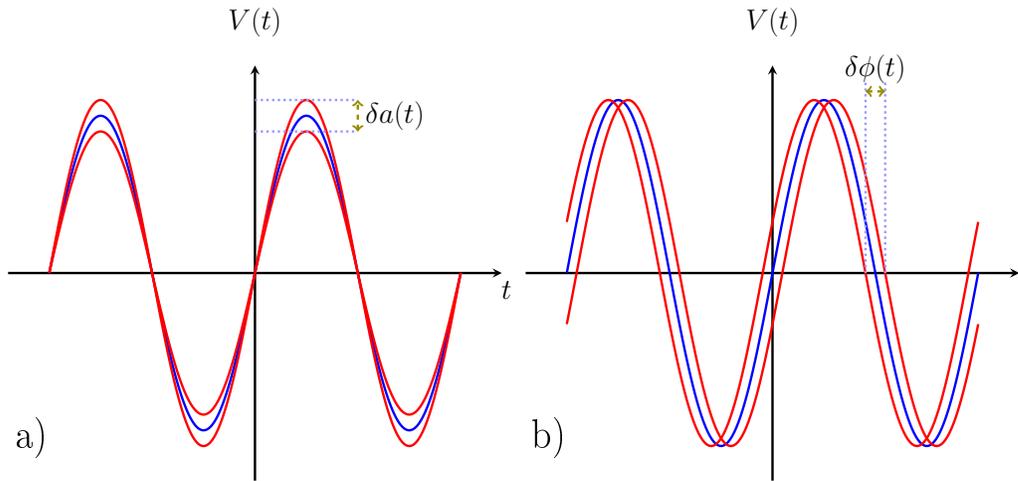


FIGURE 1.8: Représentation schématique du bruit d'amplitude $\delta a(t)$ (a) et du bruit de phase $\delta\phi(t)$ (b).

La pureté spectrale d'un synthétiseur est généralement décrite par la densité spectrale de puissance des fonctions $\delta a(t)$ et $\delta\phi(t)$. Par définition, la densité spectrale de puissance moyenne $S_x(f)$ d'une fonction de bruit $x(t)$, plus couramment appelée densité spectrale de bruit, s'écrit :

$$S_x(f) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{\mathbb{E}[|\tilde{x}_T(f)|^2]}{2T} \quad (1.2)$$

avec $\tilde{x}_T(f)$ la transformée de Fourier de la fonction $x_T(t) = \begin{cases} x(t) & \text{si } |t| \leq T \\ 0 & \text{si } |t| > T \end{cases}$
et T le temps d'intégration.

La densité spectrale de bruit caractérise la répartition de la puissance du bruit considéré dans l'espace des fréquences. Pour un processus stochastique stationnaire, le théorème de Wiener-Khinchine permet aussi de la définir comme la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation du bruit telle que :

$$S_x(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_x(\tau) \cdot e^{-2i\pi f\tau} d\tau \quad (1.3)$$

avec $R_x(\tau)$ la fonction d'autocorrélation définie par :

$$R_x(\tau) = \langle x(t)\bar{x}(t-\tau) \rangle = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} x(t)\bar{x}(t-\tau) dt \quad (1.4)$$

L'IEEE définit l'expression du bruit de phase (noté $L_{\delta\phi}(f)$) telle que [12] :

$$L_{\delta\phi}(f) = \frac{S_{\delta\phi}(f)}{2} \quad (1.5)$$

C'est cette quantité qui est en général mentionnée pour indiquer les performances des synthétiseurs du commerce. En pratique, lorsque les fluctuations d'amplitude sont négligeables par rapport aux fluctuations de phase, le bruit de phase d'un synthétiseur de fréquence correspond au rapport entre la densité spectrale de puissance du signal P_n mesurée dans une bande de 1 Hz à une fréquence f de la fréquence de fonctionnement f_0 et la puissance P_0 du signal à la fréquence f_0 tel que représenté sur la figure 3.40. Compte tenu des ordres de grandeur mis en jeu, on préfère souvent l'exprimer en échelle logarithmique, l'unité utilisée est alors le dBc/Hz (decibels relative to the carrier).

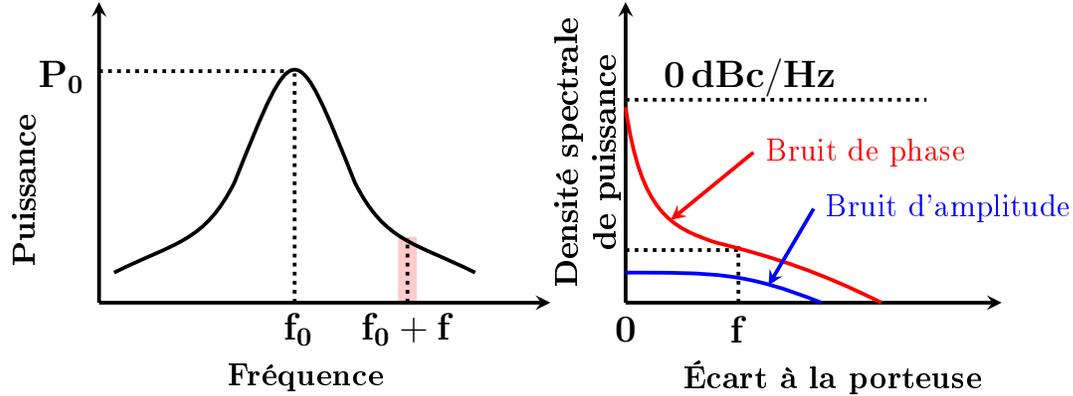


FIGURE 1.9: Illustration d'un spectre d'émission et du spectre de densité spectrale de bruit correspondant.

Dans ce cas, le bruit de phase s'écrit :

$$L_{\delta\phi}(f) = 10 \log(P_n) - 10 \log(P_0) \quad (1.6)$$

De même que les raies parasites, le bruit de phase dégrade les performances du synthétiseur à l'émission et à la réception, d'autant plus que, contrairement à ces raies parasites, on ne peut pas l'éliminer par l'utilisation de filtres. Cette dégradation peut se manifester notamment lors de la réception d'un signal radio-fréquence par détection cohérente (hétérodyne), où une descente en fréquence est réalisée à l'aide d'un oscillateur local (OL) afin de traiter le signal dans une bande de fréquence dite intermédiaire (FI) accessible à l'électronique de traitement du signal. Dans le cas idéal d'un OL non bruité, le signal transposé comprend uniquement l'information désirée. En revanche, si, tel que le représente la figure 1.10, un signal parasite est présent à proximité du signal désiré et que le signal d'oscillateur local est bruité, la transposition du signal désiré va être fortement dégradée par le bruit du signal parasite en bande de base. Il s'agit du phénomène de mélange réciproque [13].

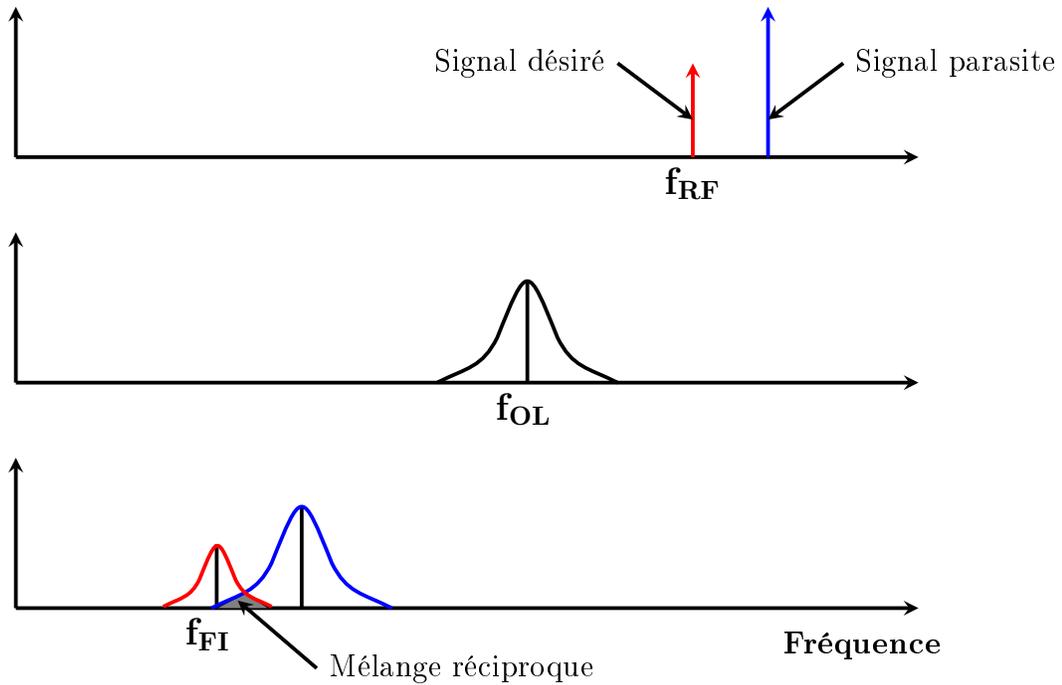


FIGURE 1.10: Représentation schématique du mélange réciproque, conséquence de signaux parasites et d'un oscillateur local présentant un bruit de phase important.

De plus, dans le cas d'une télécommunication, le bruit de phase d'un synthétiseur engendre une dégradation du rapport signal à bruit lorsque l'information est portée par la phase du signal de synthèse [14] ce qui a pour effet d'accroître le taux d'erreur de la transmission [15]. Le bruit de phase constitue donc l'un des principaux critères lors du choix d'un système. Il est en effet nécessaire d'avoir recours à des circuits faible bruit capables de l'immuniser le plus possible des perturbations extérieures afin que le signal désiré soit utilisé le plus efficacement possible et non pas « noyé » par des signaux parasites.

Les différentes spécifications qui viennent d'être exposées sont autant de contraintes pour la conception des synthétiseurs de fréquence. L'optimisation de l'une d'entre elles entraîne souvent la dégradation d'une autre ; ainsi le développement de systèmes accordables se fait généralement au détriment de la pureté spectrale du signal. De nombreux compromis doivent donc être réalisés en fonction des objectifs fixés.

Dans le cadre de la montée en fréquence des systèmes vers le domaine millimétrique, il existe une certaine lacune en ce qui concerne la disposition de sources qui soient à la fois accordables, compactes, efficaces, puissantes et simples à mettre en oeuvre. Néanmoins les technologies progressent constamment en ce sens. Par la suite, nous présenterons celles qui nous apparaissent les plus prometteuses.

1.2.2 Solutions électroniques

La génération de signaux hyperfréquence par voie purement électronique est à ce jour la plus commune. Diverses solutions existent et sont utilisées selon les objectifs. Les méthodes traditionnelles utilisant des tubes électroniques tels que les klystrons ou les magnétrons fournissent des signaux puissants mais relativement bruités. De plus, leur taille et leur consommation électrique empêche leur intégration dans des systèmes compacts. La génération directe de signaux hyperfréquences peut également être réalisée à l'aide de diodes résonnantes à résistance négative tel que les diodes IMPATT ou GUNN. Leur limitations en termes de puissance et de bruit de phase les rendent cependant inadéquates à de nombreuses applications.

Dans la majorité des cas, la synthèse électronique de signaux hyperfréquences utilise des générations indirectes basées sur des boucles à verrouillage de phase (PLL pour Phase-Locked Loop) et sur la multiplication de fréquence telles que le représente la figure 1.11.

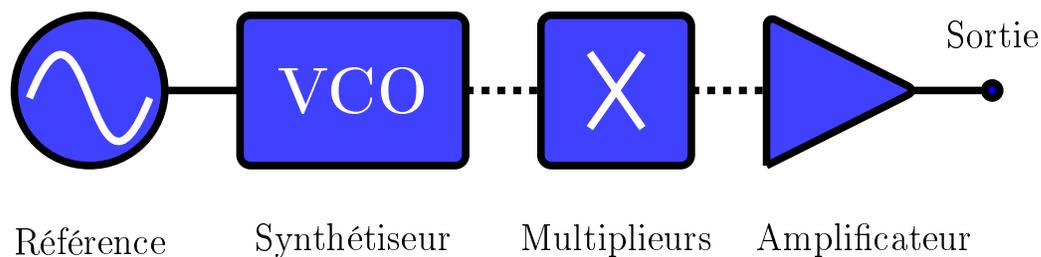


FIGURE 1.11: Schéma de principe des synthétiseurs de fréquence électroniques usuels.

Dans ce dispositif, on associe tout d'abord un signal de référence à un oscillateur contrôlé en tension (VCO pour Voltage Controlled Oscillator) qui délivre une fréquence directement proportionnelle à sa tension de commande. Le but est d'asservir la fréquence du VCO à celle de la référence avec un coefficient multiplicateur ajustable. Pour ce faire, le phase de la référence est comparée à celle du signal issu du VCO divisé en fréquence par un facteur N que l'on peut modifier. Le schéma suivant représente la boucle détaillée.

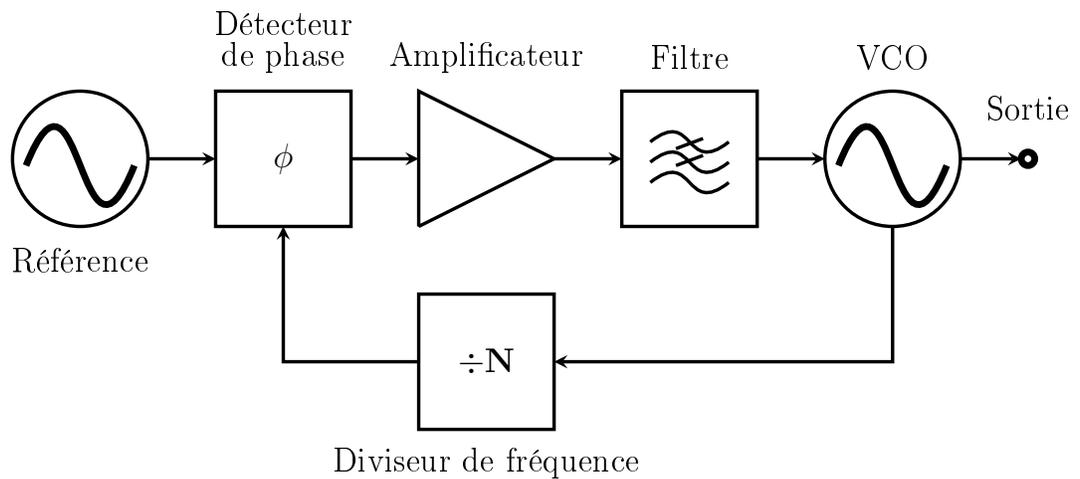


FIGURE 1.12: Schéma de principe d'une boucle à verouillage de phase (PLL).

Tout écart de phase entre les deux signaux se traduit par un signal d'erreur du comparateur qui, après une étape de filtrage et d'amplification, commande un réajustement de la fréquence du VCO afin d'assurer sa stabilité. La boucle possède un temps caractéristique qui détermine la rapidité d'établissement de la fréquence désirée. Les fréquences maximales obtenues par cette boucle à verouillage de phase sont de l'ordre de la dizaine de GHz et sont accordables sur quelques GHz. Après cette première étape, il est donc nécessaire d'utiliser des étages multiplicateurs pour atteindre de plus hautes fréquences. La multiplication de fréquence est réalisée par création d'harmoniques dans des circuits non linéaires qui vont distordre le signal d'entrée. A chaque étage de multiplication un filtre passe-bande et un amplificateur sont employés pour respectivement éliminer les harmoniques non désirées et relever le niveau du signal utile ayant subi des pertes de conversion. Pour

illustrer ce fonctionnement général, prenons l'exemple du synthétiseur commercial millitech PLS-KU-R-002 de la série PLS [16]. Il utilise une boucle à verrouillage de phase capable de synthétiser des fréquences allant de 15.6 GHz à 17.6 GHz par pas de 10 MHz. Le modèle PLS-15-R-002 de la même série se base sur la même boucle à verrouillage de phase suivie d'un multiplicateur X4 pour générer un signal entre 62.4 GHz et 70.4 GHz. Il est à noter que cette opération de multiplication affecte également le pas de synthèse qui passe alors de 10 MHz à 40 MHz.

Le signal de référence est un élément essentiel duquel dépend fortement la pureté spectrale du signal synthétisé. Ceci explique pourquoi, dans la majorité des cas, cette référence est constituée d'une source à quartz particulièrement stable. Le bruit de phase est également dépendant des autres éléments du système. Ainsi, parmi les éléments de la boucle, la contribution en bruit du VCO est généralement la plus importante [17]. Par ailleurs, plus le pas de synthèse est fin, plus la stabilisation de la boucle est délicate et longue, et donc sujette au bruit. Enfin, les différents étages de multiplication de fréquence entraînent également leur lot de dégradations. Dans le cas d'une multiplication idéale, la densité spectrale de puissance de bruit de phase du signal à la fréquence $f_n = n.f_0$ s'écrit :

$$L_{\phi}^{(fn)}(f) = L_{\phi}^{(f_0)}(f) + 20 \log(n) \quad (1.7)$$

avec $L_{\phi}^{(fn)}(f)$ et $L_{\phi}^{(f_0)}(f)$ respectivement les densités spectrales de puissance des bruits de phase du signal à la fréquence f_n et f_0 exprimées en dBc/Hz.

A chaque étage de multiplication X2, le bruit est donc dégradé de 6dB. En pratique, les amplificateurs suivant la multiplication pour redresser le niveau du signal apportent encore un bruit supplémentaire. Avant ces étages de multiplication, le bruit de phase des meilleurs synthétiseurs de fréquence électronique basée sur une référence à quartz est d'environ -130 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse pour un signal de synthèse autour de 10 GHz. La figure 1.13 reproduit par exemple le bruit de phase de synthétiseurs électroniques à quartz du commerce de la marque Wentzel [18] pour différentes fréquences de fonctionnement. Dans chaque cas, les choix du cristal de quartz et des circuits électroniques sont optimisés pour obtenir les plus bas niveaux de bruit de phase.

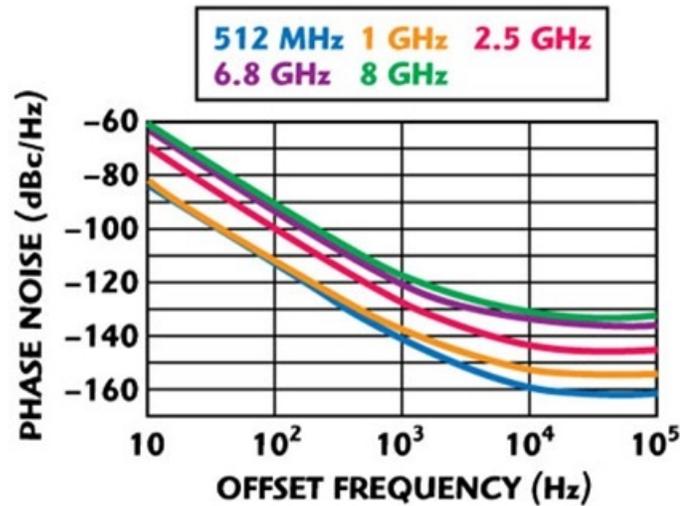


FIGURE 1.13: Mesure de bruit de phase de synthétiseurs électroniques à quartz de la marque Wenzel pour différentes configurations à 512 MHz, 1 GHz, 2.5 GHz, 6.8 GHz et 8 GHz.

La conception de ce type de synthétiseur de fréquence exige ainsi une électronique complexe et finement ajustée notamment du fait de la présence de filtres et d'amplificateurs hyperfréquences, ce qui impacte directement le coût du dispositif. De plus, du fait de la « rigidité » du système, la gamme d'accord est restreinte et se fait par valeurs discrètes d'autant plus espacées qu'il y a d'étages multiplicateurs.

Des synthétiseurs de fréquence micro-onde à base de résonateurs électroniques de type circuit LC sont également réalisées sur des circuits intégrés monolithiques analogiques MMIC, ce qui permet d'obtenir des sources de grande compacité, de l'ordre du millimètre. L'accord est obtenu en modifiant la valeur du produit LC, notamment grâce à des diodes varactor [19], [20]. Le bruit de phase de ces synthétiseurs est nettement moins bon que celui des synthétiseurs basés sur une référence à quartz : avant étages de multiplication, il est compris entre de -70 et -90 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse pour un signal de synthèse à quelques GHz [21] [22].

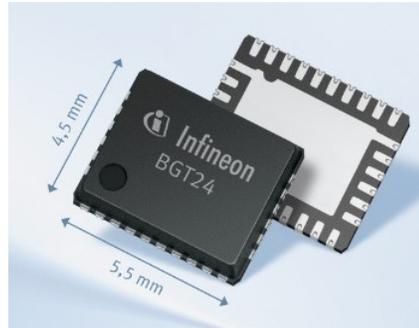


FIGURE 1.14: Synthétiseur BGT24 de la marque Infineon [23].

1.2.3 Oscillateur opto-électronique

L'utilisation de dispositifs optiques est une alternative prometteuse pour l'obtention de synthétiseurs hyperfréquences à haute performance. C'est notamment le cas des oscillateurs opto-électronique (OEO pour Opto-Electronic Oscillator) qui furent développés pour la première fois dans les années 90 par Steve Yao et Lute Maleki [24]. Cette architecture, représentée en figure 1.15, permet d'obtenir des résonateurs hyperfréquences de très grand facteur de qualité grâce aux délais de plusieurs kilomètres offerts par la fibre optique et ses faibles pertes de propagation.

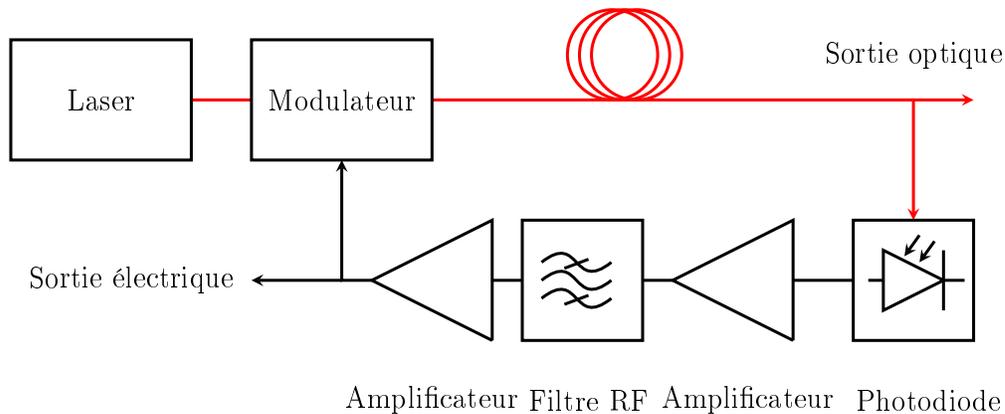


FIGURE 1.15: Schéma de principe d'un oscillateur opto-électronique (OEO).

L'OEO forme une boucle hybride constituée d'une partie optique et d'une partie électronique. L'onde issue d'un laser traverse tout d'abord un modulateur opto-électronique avant de se propager dans la fibre. Le signal est ensuite détecté, amplifié, filtré puis réinjecté dans le modulateur. Si le gain opto-électronique est supérieur à l'unité, le système se met alors à osciller sur une des fréquences propres du résonateur. Plus la ligne à retard optique sera longue et plus ces modes seront rapprochés et fins spectralement.

Les facteurs de qualité très importants obtenus par l'OEO induisent d'excellentes performances en termes de pureté spectrale en indépendance avec la fréquence de synthèse. La société OEwaves commercialise ainsi des OEO annonçant des bruits de phase de l'ordre de -160 dBc/Hz à 10 kHz du signal de synthèse à 10 GHz [25]. Néanmoins, les densités spectrales de puissance de bruit de phase de ces dispositifs présentent un nombre important de pics parasites qui dégradent les performances de l'oscillateur. Il existe en effet des remontées de bruit correspondant à chaque harmonique du résonateur [26]. L'augmentation de la longueur de la fibre, en rapprochant ces pics du signal synthétisé, limite ainsi la pureté spectrale de l'oscillateur opto-électronique. Pour illustrer ces propos, nous reportons en figure 1.16 le bruit de phase mesuré de l'oscillateur opto-électronique OEwaves précédemment cité possédant une ligne à retard de 16 km de fibre optique.

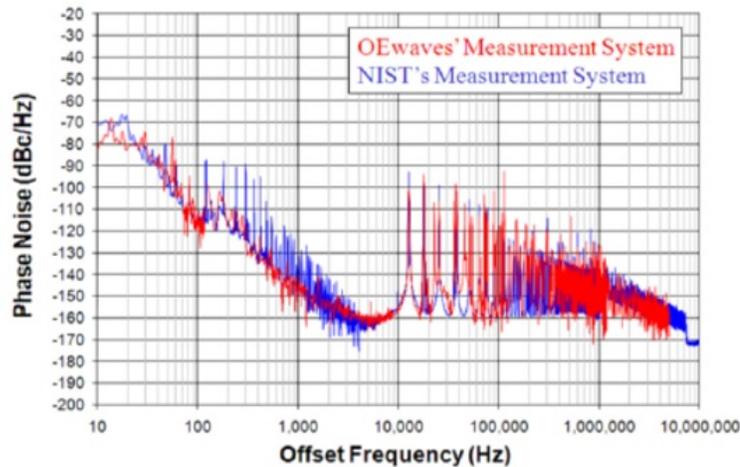


FIGURE 1.16: Mesure de bruit de phase sur un oscillateur opto-électronique de la marque OEwave.

Pour résoudre ce problème, d'autres architectures d'OEO ont été proposées. Parmi elles, l'oscillateur opto-électronique couplé (COEO pour Coupled Opto-Electronic Oscillator) [27] est basé sur le couplage d'une boucle optique, constituée par un laser multimode impulsionnel, avec une boucle opto-électronique résonnante de même type que l'OEO original. Chaque boucle étant associée à un peigne de fréquence spécifique, la fréquence de fonctionnement est sélectionnée par effet Vernier entre les deux boucles, ce qui permet la réjection de nombreux modes secondaires. Le COEO est aujourd'hui capable de présenter des densités spectrales de puissance de bruit quasi équivalente à celles des OEO tout en réduisant fortement la puissance des pics de remontées harmoniques [28].

Un inconvénient majeur des oscillateurs opto-électroniques est leur limitation en termes de fréquences synthétisées. Cette limitation est essentiellement due à la bande passante des composants tels que le modulateur et l'amplificateur. La gamme d'accord de la fréquence est quant à elle bornée par le filtre hyperfréquence qui possède une gamme de fonctionnement limitée. Ainsi les fréquences maximales obtenues par cette méthode sont de l'ordre de 40 GHz [29]. Concernant la gamme d'accord, les meilleurs oscillateurs ont établi des accords allant de 3 GHz à 28 GHz avec une densité spectrale de puissance de bruit de phase inférieure à -100 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse [30].

Enfin, l'implémentation de grande longueur de fibre optique est préjudiciable à la compacité du dispositif et difficile à stabiliser thermiquement et mécaniquement. L'idée de remplacer la ligne à retard optique par un résonateur optique a permis cependant de réduire considérablement la taille de l'OEO. La société OEwaves, encore elle, commercialise même un micro oscillateur opto-electronique avec modulateur et résonateur intégrés présentant un bruit de phase de -108 dBc/Hz à 10 kHz d'un signal synthétisé à 35 GHz [31].

1.2.4 Photomélangement

La technique de photomélangement est un moyen simple et efficace de générer des signaux micro-onde. Son principe général, représenté en figure 1.17, est basé sur l'interférence entre deux ondes optiques de fréquences légèrement différentes, qu'on définit généralement par le terme de battement hétérodyne.

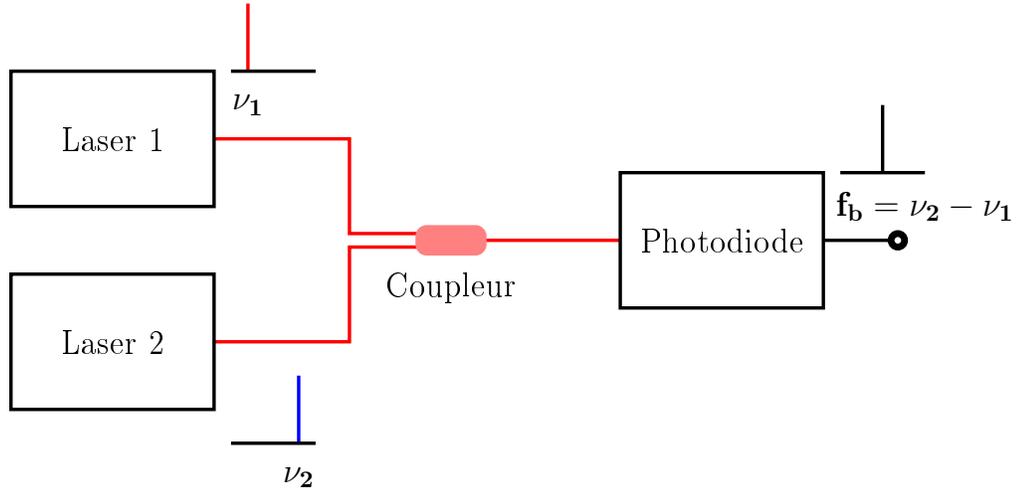


FIGURE 1.17: Principe du battement hétérodyne entre deux lasers de fréquence ν_1 et ν_2 .

Ce type de solution met en oeuvre deux lasers monomodes de fréquences différentes et une photodiode. Les signaux lumineux issus de chaque laser sont couplés pour éclairer simultanément la photodiode qui réalise la transposition de l'enveloppe de modulation optique en signal électrique, typiquement dans le domaine hyperfréquence ou térahertz. Le photocourant issu de la photodiode est ainsi modulé en amplitude à une fréquence égale à la différence des deux fréquences optiques.

D'un point de vue mathématique, nous pouvons décrire les évolutions temporelles des ondes électromagnétiques $E_1(t)$ et $E_2(t)$ issues des deux lasers telles que :

$$E_1(t) = E_1 \cos(2\pi\nu_1 t + \phi_1(t)) \quad (1.8)$$

$$E_2(t) = E_2 \cos(2\pi\nu_2 t + \phi_2(t)) \quad (1.9)$$

avec ν_1 , ϕ_1 et ν_2 , ϕ_2 les fréquences et phases associées à chaque onde.

La photodiode est sensible à la puissance optique qui l'éclaire, c'est à dire au module au carré du champ électromagnétique incident. Cette puissance optique s'écrit :

$$\begin{aligned}
P_{opt}(t) &= \frac{c\epsilon_0}{2}[E_1(t) + E_2(t)]^2 \\
&= \frac{c\epsilon_0}{2}\left[E_1^2 \frac{1 + \cos(2\pi(2\nu_1)t + 2\phi_1(t))}{2} + E_2^2 \frac{1 + \cos(2\pi(2\nu_2)t + 2\phi_2(t))}{2}\right] \\
&\quad + \frac{c\epsilon_0}{2}[E_1 E_2 \cos(2\pi(\nu_2 - \nu_1)t + \phi_2(t) - \phi_1(t))] \\
&\quad + \frac{c\epsilon_0}{2}[E_1 E_2 \cos(2\pi(\nu_2 + \nu_1)t + \phi_2(t) + \phi_1(t))]
\end{aligned} \tag{1.10}$$

avec c vitesse de la lumière et ϵ_0 permittivité du vide.

Seuls les termes dont la fréquence est inférieure à la bande passante de la photodiode vont être détectés. Les fréquences optiques étant bien trop élevées pour satisfaire à cette condition, l'unique terme conservé est celui des différences de fréquences $\nu_2 - \nu_1$ de telle sorte que le photocourant $I_{ph}(t)$ de sortie s'écrive :

$$\begin{aligned}
I_{ph}(t) &= s[P_1 + P_2 + 2\sqrt{P_1 P_2} \cos(2\pi(\nu_2 - \nu_1)t + \phi_2(t) - \phi_1(t))] \\
&= s[P_1 + P_2 + 2\sqrt{P_1 P_2} \cos(2\pi f_b t + \phi_2(t) - \phi_1(t))]
\end{aligned} \tag{1.11}$$

avec $P_1 = \frac{c\epsilon_0}{2} \frac{E_1^2}{2}$ et $P_2 = \frac{c\epsilon_0}{2} \frac{E_2^2}{2}$. s représente la sensibilité de la photodiode en A/W.

Le terme en f_b est appelé terme de battement entre les deux ondes optiques, il correspond à la porteuse hyperfréquence générée. La figure suivante permet de se représenter l'évolution du signal au cours de la conversion optique/électrique et plus particulièrement l'onde détectée par la photodiode correspondant à l'enveloppe du signal de battement.

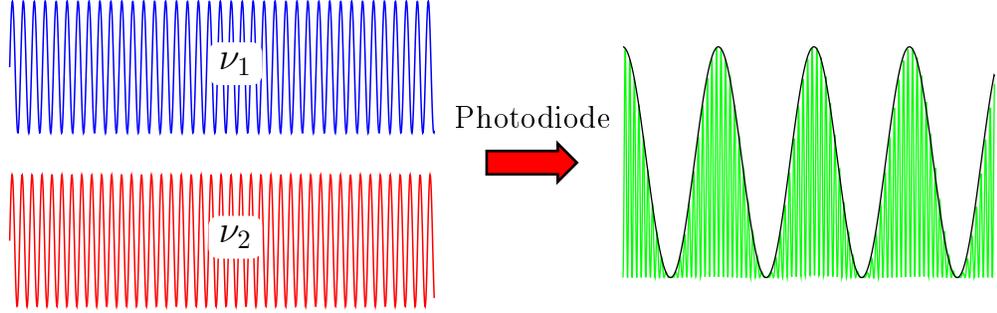


FIGURE 1.18: Représentation de la détection d'un battement entre deux ondes de fréquence proches ν_1 et ν_2 sur une photodiode.

Le bruit de phase de ce type de sources est directement relié à la pureté spectrale intrinsèque des lasers. Ainsi, en se rappelant que la densité spectrale de puissance de bruit du photocourant est la transformée de Fourier de sa fonction d'autocorrélation $R_{I_{ph}}$ selon le théorème de Wiener-Khintchine, on peut écrire :

$$\begin{aligned} R_{I_{ph}} &= \langle I_{ph}(t) \overline{I_{ph}(t+\tau)} \rangle \\ &= R^2 [(P_1 + P_2)^2 + 4P_1P_2 \langle e^{i(\phi_2(t)-\phi_1(t)-\phi_2(t+\tau)+\phi_1(t+\tau))} \rangle e^{-i2\pi f_b \tau}] \end{aligned} \quad (1.12)$$

Les deux lasers étant indépendants, on a :

$$\begin{aligned} \langle e^{i(\phi_2(t)-\phi_1(t)-\phi_2(t+\tau)+\phi_1(t+\tau))} \rangle &= e^{-\frac{\tau}{\tau_{c1}}} e^{-\frac{\tau}{\tau_{c2}}} \\ &= e^{-(\frac{1}{\tau_{c1}} + \frac{1}{\tau_{c2}})\tau} \end{aligned} \quad (1.13)$$

avec τ_{c1} et τ_{c2} les temps de corrélation de chaque laser.

La transformée de Fourier de $R_{I_{ph}}$ possède donc une composante à la fréquence f_b dont la forme est, dans le cas le plus simple, une lorentzienne de largeur $\frac{1}{\tau_{c1}} + \frac{1}{\tau_{c2}}$ correspondant à la somme des largeurs de raie de deux lasers.

L'un des avantages majeur de cette technique du photomélange est la grande gamme d'accord qu'elle permet d'obtenir de manière à la fois simple et continue. En effet, il suffit d'ajuster la fréquence d'un laser accordable par rapport à l'autre pour augmenter ou diminuer leur différence de fréquence, et par voie de conséquence la fréquence du signal de battement. Puisque la fréquence des lasers est très élevée comparée à celle des signaux hyperfréquences, un léger désaccord en longueur d'onde $\Delta\lambda$ des sources fonctionnant à λ_1 et λ_2 représente une grande différence de fréquence de battement f_b selon l'équation :

$$f_b = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda_1\lambda_2} \quad (1.14)$$

Ainsi, pour des longueurs d'ondes typique de l'ordre de 1550 nm, un désaccord de 0.8 nm correspond à un écart de fréquence de 100 GHz.

Par conséquent, les fréquences de synthèse sont le plus souvent limitées par la bande passante de la photodiode. En effet, il est nécessaire d'avoir recours à des photodiodes suffisamment rapides pour détecter le signal de battement. Les photodiodes unipolaires, connues sous l'acronyme anglais Unipolar Travelling Carrier (UTC) permettent ainsi la détection de battements à des fréquences allant jusqu'au THz pour des longueurs d'ondes optiques aux alentours de 1550 nm [32], [33]. Ceci les rend d'autant plus intéressantes dans leur utilisation avec les composants optiques de télécommunication fonctionnant dans la même gamme de longueur d'onde. Il faut toutefois noter qu'il est presque toujours nécessaire de faire un compromis entre l'efficacité et la bande passante de la photodiode.

Les signaux optiques peuvent provenir d'une source laser unique telle qu'un laser bifréquence oscillant simultanément sur deux états de polarisation orthogonaux [34] ou encore un laser monofréquence modulé de manière à générer un peigne de fréquence optique [35]. Ces solutions permettent de s'affranchir de certaines sources de bruit étant donné que les fluctuations affectent de la même façon les deux longueurs d'onde générant le battement. L'utilisation de lasers solides entraîne dans tous les cas un manque de compacité du système. Pour améliorer cette compacité, une solution intéressante consiste à combiner les signaux issus de deux lasers à semi-conducteur [36]; cependant, les largeurs spectrales importantes qui s'y rapportent limitent la stabilité du signal hyperfréquence généré.

Pour tenter de résoudre cette problématique, différentes techniques, comme les boucles à verrouillage de phase opto-électroniques (OPLL pour optical phase lock-loop) [37] ou le verrouillage par injection optique [38], peuvent être employées pour stabiliser le battement à l'aide d'une référence externe. Par ailleurs, des lasers bifréquences intégrés à faible largeur de raie ont récemment été développés [39] et stabilisés [40]. Ce progrès conduit ainsi à de nouveaux schémas de synthétiseurs photoniques intégrés dont les performances commencent à être aussi bonnes que celles des dispositifs non intégrés. L'objectif est désormais de réaliser l'intégration monolithique de l'ensemble des éléments nécessaires à la formation d'une source photonique hyperfréquence par photomélangé. Actuellement, les technologies basées sur le phosphore d'indium (InP) permettent l'intégration et l'hybridation de sections actives et passives pour la fabrication de circuits photoniques intégrés. Des fonctionnalités complexes peuvent ainsi être réalisées par combinaison de différentes briques de base avec de très bonnes performances. La référence [41] présente notamment un composant photonique monolithiquement intégré permettant d'effectuer le battement entre deux lasers DFB sur une photodiode, la bande passante de cette dernière étant néanmoins limitée à 20 GHz. Par ailleurs, une autre technique basée sur un composant photonique comportant un laser à verrouillage de mode et une photodiode intégrée a quant à elle permis de démontrer la génération de signaux millimétriques à 85 GHz mais sans possibilité d'accord [42].

Motivé par les perspectives du sujet, l'objectif principal de cette thèse est de démontrer la faisabilité d'une source photonique intégrée sur InP qui soit à la fois compacte, efficace, accordable sur une large bande jusqu'aux fréquences millimétriques et de bonne pureté spectrale. Comme nous le verrons dans le chapitre 2, ce composant intégrera de manière monolithique deux lasers monomodes, un coupleur optique, un modulateur ainsi qu'une photodiode rapide.

1.3 Liaison télécom optique hyperfréquence

« Partout, en tous lieux et à tous moments », tel est le mantra de la communication ubiquitaire qui se dessine dans nos réseaux d'informations. L'échange de données de plus en plus importantes et diversifiées a réduit en quelque années les réseaux de type 3G à l'obsolescence et il est maintenant critique de connecter tous les types de terminaux entre eux de manière fiable et efficace à très haut débit. Les technologies d'accès font donc l'objet d'une évolution importante qui a engagé des réflexions poussées aussi bien sur la conception globale du réseau que sur le matériel et les systèmes utilisés. L'une des principales contraintes des réseaux sans fil, contrairement aux réseaux filaires, est que le médium de transmission est nécessairement partagé, il est donc nécessaire d'optimiser ce partage pour garantir une bande passante suffisante. A cette fin, l'association entre les réseaux de fibre optique et les systèmes sans fil millimétriques est devenue une des voies les plus considérées pour les futurs standards de communication.

1.3.1 Généralités sur la transmission de données sans fil

Un système de transmission radio permet le transfert dans un environnement donné d'un signal émis par une antenne d'émission vers une antenne de réception à l'aide d'ondes électromagnétiques. Ce système est composé de quatre éléments principaux qui sont :

- La source radio qui permet d'émettre un signal porteur à haute fréquence f_{RF} .
- Le modulateur qui permet d'imprimer un signal de donnée sur la porteuse émise.
- Le canal de transmission qui correspond au trajet effectué par le signal radio dans le milieu en espace libre où les ondes se propagent (canal de propagation) en prenant compte des diagrammes de rayonnement des antennes utilisées à cet effet.
- Le récepteur qui permet de détecter le signal radio et de reconstituer le signal de données d'origine.

Nous représentons en figure 1.19 le schéma de principe d'une telle transmission radio.

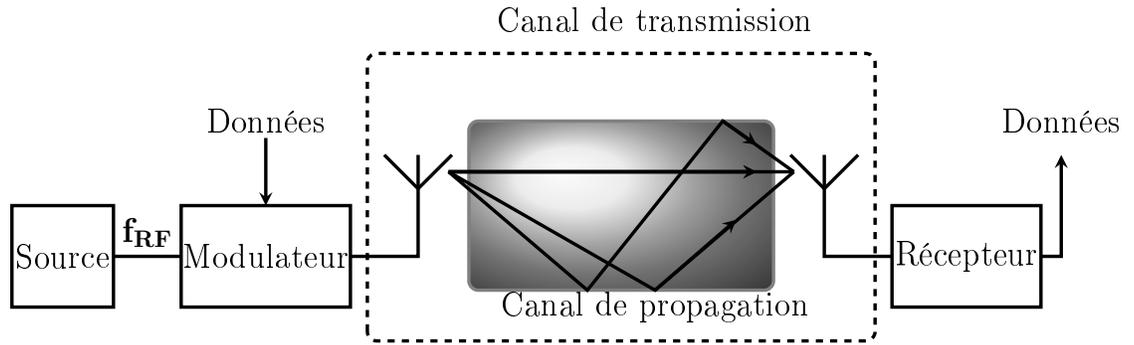


FIGURE 1.19: Représentation schématique d'une transmission radio.

Concernant la réception, deux types de configurations sont en général utilisés : la détection d'enveloppe et la détection hétérodyne. Pour la première, le détecteur n'est sensible qu'à la valeur moyenne au carré du champ électrique incident et le courant de sortie lui est donc proportionnel. Dans le cas de signaux hyperfréquence, le détecteur le plus couramment utilisé est la diode Schottky possédant un temps de commutation très court. Pour ce qui est de la détection hétérodyne, ou détection cohérente, le signal incident est mélangé à un signal d'oscillateur local de fréquence f_{LO} de manière à générer un signal intermédiaire de fréquence faible $f_{IF} = f_{RF} - f_{LO}$. Ce type de détection a l'avantage d'être plus sensible que la détection directe et de conserver l'information sur la phase du signal, ce qui permet d'utiliser des formats de modulation complexes tels que le QPSK ou le QAM pour augmenter les débits de transmissions. La figure 1.20 représente une vision schématique des deux types de détections décrites.

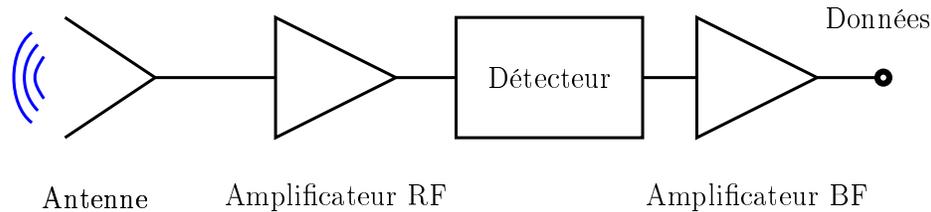
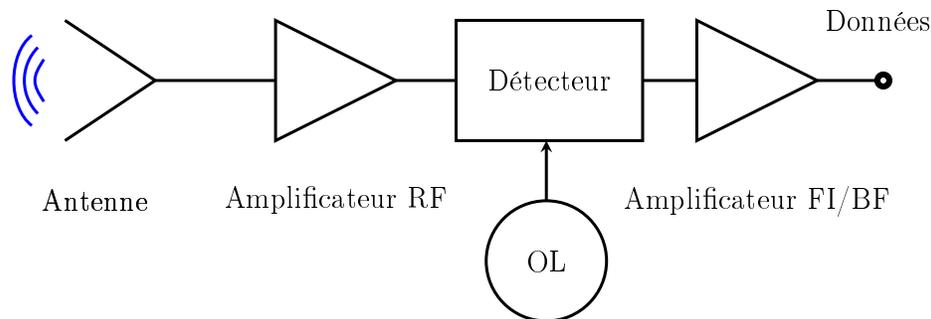
Détection d'enveloppeDétection hétérodyne

FIGURE 1.20: Principe de la détection directe et de la détection hétérodyne.

Dans tous les systèmes de communications sans fil, les signaux émis subissent des perturbations dues à l'environnement avant d'atteindre l'antenne réceptrice, il s'agit notamment des phénomènes de réflexion, de diffraction et d'atténuation. Dans le cas d'une transmission mobile, une antenne fixe échange des données avec un terminal utilisateur qui peut être en mouvement. Ce mouvement, additionné à celui des obstacles et aux différents bruits et interférences présents dans l'environnement rendent la gestion des systèmes de transmission particulièrement délicate, d'autant plus lorsque les données sont transmises à haut débit.

Afin de permettre l'utilisation simultanée de millions de téléphones sans fil et autres terminaux, pouvant être en mouvement sur de grandes distances, les systèmes de transmission mobile doivent répartir de manière aussi efficace

que possible le spectre fréquentiel entre ce grand nombre d'utilisateurs ; ils s'appuient pour cela sur une structure dite « cellulaire ». Dans cette structure, plusieurs cellules élémentaires de couverture radio sont définies afin d'assurer la communication sur une zone géographique donnée. Les antennes correspondant à chaque cellule sont appelées des stations de base, ou antennes-relais, et sont reliées entre elles à un contrôleur de stations, permettant une gestion centralisée de la répartition des ressources. Au niveau de l'utilisateur, une fréquence spécifique est attribuée à chaque terminal mobile en cours de communication. Cette configuration permet notamment d'allouer des canaux de fréquences différents à plusieurs cellules élémentaires et donc de pouvoir effectuer une réutilisation de fréquences sur un territoire, conduisant à une plus grande efficacité du spectre fréquentiel et à l'augmentation de la capacité du réseau. La maille est idéalement de type hexagonale, chaque cellule étant entourée de 6 cellules voisines, afin que les antennes soient équidistantes. En pratique, la taille des cellules varie suivant plusieurs critères, notamment le relief du territoire et les conditions météorologiques, en ajustant la puissance de l'émetteur. Plus cette taille est petite, plus la bande passante disponible est élevée ; elle sera donc définie en fonction du nombre d'utilisateurs potentiels. Ainsi, dans les zones urbaines fortement peuplées, la dimension des cellules couvre quelques centaines de mètres (antennes microcellulaires) tandis que des cellules larges de plusieurs dizaines de kilomètres seront employées en zones rurales (antennes macrocellulaires). Devant l'augmentation du nombre d'utilisateurs et de données à transmettre, la tendance générale est de diminuer la taille des cellules en augmentant le nombre d'antennes. Cela occasionne néanmoins un surcoût d'installation et une gestion plus complexe au niveau du contrôleur de stations, notamment en ce qui concerne le transfert cellulaire. L'efficacité spectrale de la cellule est définie comme le nombre moyen de bits correctement transmis par unité de temps divisé par la bande passante, on l'exprime en bit/s/Hz/cellule. La figure 1.21 représente la vision schématique d'un réseau cellulaire type.

Afin d'éviter les interférences, il est nécessaire que les cellules adjacentes n'utilisent pas les mêmes fréquences ce qui nécessite l'utilisation d'une marge de sécurité si les canaux sont consécutifs. En pratique, deux cellules possédant la même gamme de fréquences doivent être éloignées d'une distance représentant deux à trois fois le diamètre de la cellule. L'organisation des cellules aux fins de réutilisation des fréquences peut suivre divers types de groupements appelés motifs. Le transfert intercellulaire (Handover), qui désigne le changement de fréquence porteuse à l'interface entre deux cellules

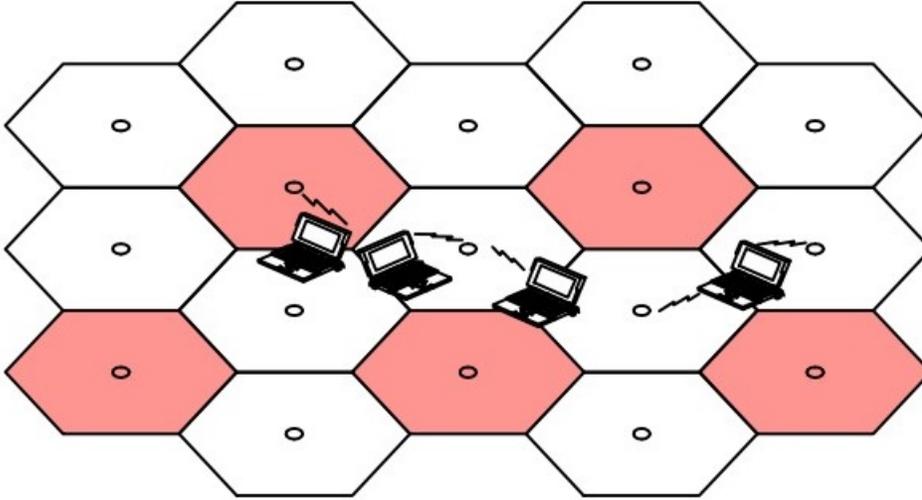


FIGURE 1.21: Représentation schématique d'un réseau de type cellulaire.

adjacentes, est un mécanisme crucial qui permet de maintenir la communication sur toute la durée du trajet de l'utilisateur, il se doit donc d'être géré de la manière la plus souple possible par les opérateurs.

Traditionnellement, les antennes relais étaient reliées au contrôleur de station à l'aide de câbles coaxiaux en cuivre, occasionnant des restrictions importantes en termes de bande passante. Afin de satisfaire à la hausse de débit, l'objectif des réseaux de nouvelle génération de type 4G est désormais d'acheminer l'information par fibre optique au plus près de l'antenne-relais. L'une des évolutions possibles, dans le but d'éviter les conversions optique/radiofréquence au niveau de l'antenne et de centraliser au maximum la gestion du système est de transporter directement la porteuse radio dans la fibre optique, c'est ce qu'on appelle la radio sur fibre. Le principe est représenté en figure 1.22. Le signal hyperfréquence porteur de fréquence f_{RF} , sur lequel est codée l'information, est utilisé pour moduler une source laser de fréquence ν dont le signal de sortie est envoyé dans une fibre optique. Le spectre fréquentiel est alors constitué de la porteuse optique et de bandes latérales correspondant à la porteuse hyperfréquence, qui est généralement désigné dans ce cas par le terme de sous-porteuse. Le signal est ensuite détecté sur une photodiode, qui permet de récupérer la porteuse hyperfréquence

et son information, puis, après filtrage et amplification, peut être transmis en espace libre à l'aide d'une antenne. Ceci vaut pour le signal descendant mais les mêmes fonctions peuvent également être utilisées pour transmettre un signal montant.

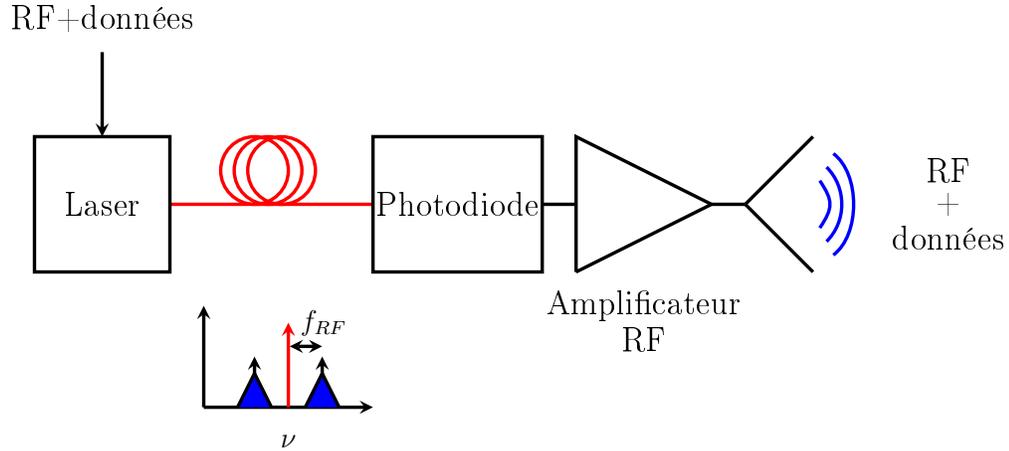


FIGURE 1.22: Schéma de principe de la radio sur fibre.

En s'affranchissant des rigidités au niveau de l'antenne, il est alors possible d'allouer dynamiquement les ressources aux différentes stations de base et de gérer plus efficacement le spectre fréquentiel, comme par exemple d'attribuer ponctuellement certains canaux à une zone en fonction de l'estimation du nombre d'utilisateurs. De plus, la transparence de cette technique permet de conserver la même infrastructure dans une perspective évolutive des politiques spectrales et des générations futures de systèmes radio, assurant ainsi la pérennité de l'investissement.

Parmi les inconvénients, la bande passante limitée des lasers en modulation directe rend les fréquences élevées difficilement accessibles. L'utilisation de modulateurs externes, tels que les modulateurs Mach-Zehnder, permet d'outrepasser ce problème mais au prix de l'emploi d'équipement de contrôle de tension supplémentaire. De plus, les phénomènes de dispersion chromatique occasionnés dans la fibre du fait des temps de propagation inégaux des différentes composantes spectrales génèrent des effets d'évanouissement (fading) pour certaines distances de propagation, d'autant plus importants que la fréquence de la porteuse est élevée. Ce problème peut être surmonté en éliminant, notamment par filtrage [43], [44], l'une des bandes latérales

réalisant alors ce qu'on nomme une modulation en bande latérale unique (en anglais : SSB – Single-sideband modulation). A nouveau cela rend le système plus lourd en termes d'équipement et plus complexe à gérer.

Plutôt que d'utiliser une diode laser modulée par un signal RF, une autre solution consiste à recourir au principe de photomélangement tel que décrit dans la section précédente. On utilise alors deux lasers espacés d'une certaine différence de fréquence pour générer, par battement sur la photodiode, la porteuse hyperfréquence. Le principal avantage de ce type de configuration est qu'elle se prête naturellement à la modulation en bande latérale unique, tout simplement en inscrivant l'information par modulation d'un seul laser. De cette manière, il est relativement aisé de s'affranchir des phénomènes d'évanouissement dus à la dispersion chromatique [45]. De plus, la fréquence de la porteuse hyperfréquence est ici uniquement limitée par la bande passante de la photodiode. Enfin, un autre avantage du photomélangement est la possibilité de réaliser des profondeurs de modulation de 100% lorsque les deux lasers sont équilibrés en puissance. Il convient néanmoins de rappeler l'inconvénient majeur des techniques de photomélangement concernant la forte influence du bruit des lasers sur la pureté spectrale du signal hyperfréquence généré. Comme nous l'avons déjà évoqué, des systèmes de boucle à verrouillage de phase ou de rétroinjection sont alors nécessaires pour pallier ce problème.

1.3.2 Applications des réseaux sans fils millimétriques

Bien que la fibre optique soit le choix le plus performant pour les transmissions à très haut débit sur longue distance, son installation peut s'avérer complexe et coûteuse, notamment en termes de génie civil en milieu urbain ou dans des zones éloignées. Une grande partie du coût de déploiement du réseau fibré se concentre ainsi dans les dernières centaines de mètres avant l'accès. Afin de pallier ce problème, de nombreux opérateurs envisagent d'utiliser des réseaux sans fil millimétriques comme alternative dans ce qu'on appelle les réseaux d'amenée, plus couramment appelés backhaul, permettant de réaliser la connexion entre certaines antennes relais dans ces zones. Ainsi, le déploiement de la fibre optique peut atteindre des coûts allant de 25 000 à 100 000 dollars par kilomètre tandis que l'installation équivalente à l'aide de réseaux sans fils s'évalue à moins de 20 000 dollars par kilomètre et s'étale sur une durée de quelques jours au lieu de quelques mois [46]. Par ailleurs, des liaisons point à point de secours millimétriques peuvent également avoir un intérêt pour remplacer la fibre optique lorsque celle-ci est endommagée

en cas de catastrophe naturelle, ou lorsqu'elle est très difficile à installer à cause du relief (rivière, falaise, sols meubles, etc...).

Pour obtenir des très hauts débits supérieurs au Gbit/s, nous avons déjà évoqué les nombreux atouts que possèdent les solutions millimétriques en comparaison aux solutions utilisant des fréquences porteuses plus basses. En plus de la congestion des bandes inférieures, la forte directivité des antennes millimétriques et leur grande compacité permet de réaliser de manière simple des liaisons quasi directionnelles possédant une bonne isolation électromagnétique. Ce type de solution est notamment mis en place par des entreprises tel que Siklu [47] et Silicon image [48]. Nous représentons ci-dessous une vision schématisée d'un déploiement de réseau d'amenée sans fil en milieu urbain.

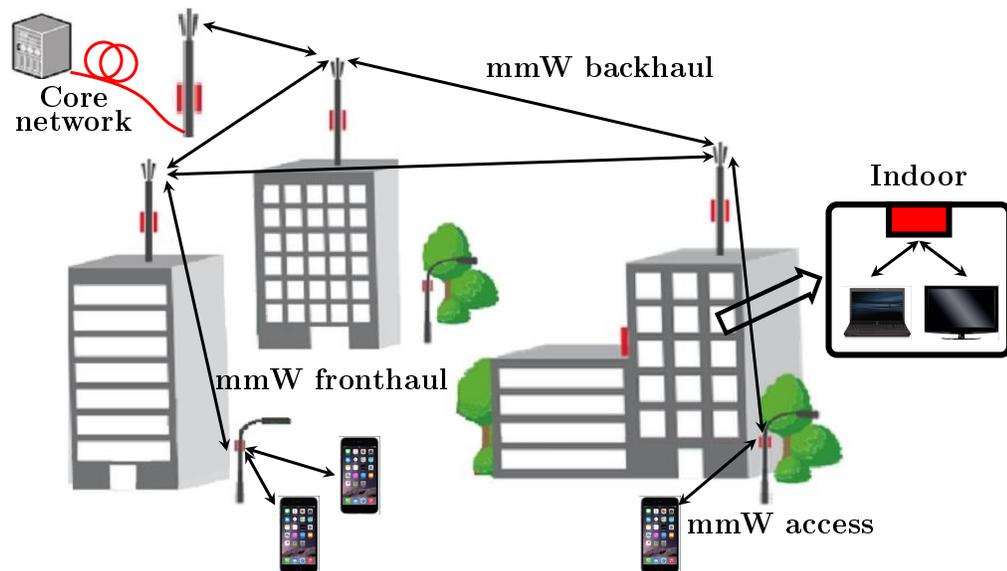


FIGURE 1.23: Représentation d'un réseau millimétrique en milieu urbain.

Ce type de configuration garantit la communication haut débit sans fil de bâtiment à bâtiment mais peut aussi porter directement l'accès à l'utilisateur en définissant des microcellules au plus près de ce dernier, notamment à l'aide d'antennes intégrées dans des équipements publics tels que les abris de bus ou encore des lampadaires. A l'intérieur des bâtiments, le signal contenant l'information peut éventuellement être converti optiquement, distribué aux différents utilisateurs par fibre optique puis enfin, à l'échelle de chaque pièce, à nouveau transmis sans fil à l'aide de point d'accès millimétriques. Dans ce

cas, il est intéressant de pouvoir utiliser des sources dont on peut facilement changer la fréquence de fonctionnement sur une large gamme afin d'adresser à chaque utilisateur une fréquence spécifique. Ainsi, on comprend l'intérêt de la combinaison raisonnée des liaisons par fibre optique et des liaisons sans fil, et celui de tirer parti des avantages de chacun afin de garantir à la fois un signal haut débit à un maximum d'utilisateurs en itinérance, une flexibilité optimale et une gestion des coûts la meilleure possible.

D'un point de vue matériel, des émetteurs-récepteurs millimétriques purement électroniques de type MMIC sont disponibles dans le commerce avec des débits annoncés supérieurs au Gbit/s, tel que les gammes HMC6000 et HMC6001 chez Hittite [49]. Les performances réalisées en laboratoire, toujours sur des sources de type MMIC, ont quant à elles permis de démontrer des débits allant jusqu'à 10 Gbit/s (Amplitude-Shift Keying) sur porteuse à 120 GHz [50].

Compte tenu des nombreux atouts des solutions optiques par photomélangage pour la génération de signaux millimétriques, notamment en termes de gamme d'accord et d'interconnexion avec la fibre optique, de nombreux travaux ont été menés pour égaler, et même dépasser, les performances en débits des émetteurs électroniques. Des télécommunications à 20 Gbit/s (On-Off Keying) sur porteuse à 93 GHz ont ainsi été démontrées [51], le système utilisé s'avérant néanmoins particulièrement lourd et volumineux. Une solution plus compacte utilisant un laser bifréquence intégré, un modulateur externe et une photodiode externe a quant à elle permis d'atteindre un débit de 1 Gbit/s (On-Off Keying) sur une porteuse à 146 GHz [52].

Les tableaux suivants synthétisent finalement les performances réalisées par les différentes solutions évoquées, en restant dans des formats de modulation simples.

Solutions électroniques

Fréquence porteuse	Technologie	Débit de transmission	Affiliation
120 GHz	MMIC+ OL 15.625 GHz	10 Gbit/s ASK	NTT [50]
86 GHz	MMIC	>1 Gbit/s	Infineon [23]
64 GHz	MMIC+ OL Quartz	>1 Gbit/s	Hittite [49]

Solutions optiques

Fréquence porteuse	Technologie	Débit de transmission	Affiliation
93 GHz	Photomélangé Peigne de fréquence Laser solide	20 Gbit/s OOK	NCU UCSB [51]
60 GHz	Photomélangé Peigne de fréquence Laser solide	12.5 Gbit/s OOK	UDE [35]
146 GHz	Photomélangé Laser bifréquence semi-conducteur	1 Gbit/s OOK	UCL III-V Lab [52]

Conclusion du premier chapitre

Comme nous l'avons vu, l'utilisation des signaux hyperfréquences constitue un domaine foisonnant, porté par des innovations constantes. Les applications industrielles étant nombreuses et variées, de nombreux efforts sont réalisés afin d'obtenir des systèmes à la fois efficaces, compacts, robustes et flexibles, le tout en cherchant à réduire au possible les coûts de fabrication.

L'une des applications phare des micro-ondes concerne les télécommunications sans fil. Devant la demande toujours croissante de données en tout genre réclamée par les utilisateurs itinérants de la nouvelle « société de l'information », le domaine des télécommunications sans fil s'est engagé dans une véritable course à l'augmentation en débit de transmission. L'un des grands défis de l'avenir sera de constituer un réseau complet à très haut débit par hybridation de transmissions à base de fibre optique et de transmission sans fil afin que l'utilisateur puisse en tout lieu et à tout moment disposer des informations voulues de manière instantanée. Dans cette perspective, les solutions sans fil millimétriques font l'objet d'un intérêt croissant, de par leur capacité à supporter de très larges bandes passantes et à émettre selon des rayonnements très directifs.

Jusqu'à présent, l'un des freins au développement de systèmes de communication millimétrique provenait de l'absence de sources suffisamment performantes, notamment en termes de bruit de phase et de puissance délivrée. Deux types de solutions pour la génération de signaux millimétriques sont en concurrence : les solutions purement électroniques et les solutions photoniques. Si les premières possèdent encore quelques longueurs d'avance sur les secondes, celles-ci sont néanmoins engagées sur une progression certaine. Les sources basées sur le principe du photomélange de deux lasers affichent notamment des avantages spécifiques particulièrement intéressants, comme la possibilité de générer des gammes de fréquences très larges et de pouvoir s'interconnecter facilement avec le réseau fibré. Grâce à la progression des technologies optiques sur semi-conducteurs, il est par ailleurs possible de réaliser ce type de source sur des composants miniaturisés.

C'est dans cette voie que s'inscrit le composant photonique intégré qui fait l'objet de cette thèse. Sa conception a été étudiée de manière à intégrer un maximum de fonctions sur une seule et même puce avec pour objectif de permettre une utilisation diverse et flexible dans les réseaux de nouvelle génération, tant au niveau du cœur que de l'accès.

Chapitre 2

Conception et réalisation du circuit intégré photonique pour la génération de signaux haute fréquence

Réaliser des fonctions optiques complexes sur des composants miniaturisés afin de tirer profit des techniques de fabrication collective de l'industrie électronique, tel est l'objectif de la photonique intégrée. Ce type de composants, appelés circuits photoniques intégrés (PIC pour Photonic Integrated Circuit), est une évolution importante des systèmes optiques [53] qui permet de disposer de produits à bas coût, de grande fiabilité et à consommation d'énergie réduite.

La possibilité d'intégrer de façon monolithique sur une même puce de nombreux composants optiques élémentaires reliés entre eux par des guides d'ondes offre ainsi des avantages substantiels à l'utilisation de composants discrets reliés par fibres optiques, notamment en termes de conditionnement (packaging) et de robustesse.

Jusqu'à présent, les processus de fabrication basés sur le phosphore d'Indium (InP) ont donné les réalisations les plus abouties en termes de fiabilité, de reproductibilité et de complexité pour ce qui est de l'intégration de composants optiques actifs et passifs fonctionnant aux longueurs d'onde des télécommunications optiques autour de 1550 nm. L'intégration sur phosphore d'indium, en se révélant capable de réaliser la génération, l'amplification, la modulation et la détection de cette lumière, représente ainsi une technologie

clé pour la réalisation de véritables « systèmes-sur-puce ».

Par conséquent, et conformément aux idées évoquées dans le chapitre 1, la photonique sur InP s'avère une solution particulièrement intéressante pour réaliser des sources de signaux hyperfréquences par photomélange ; c'est pourquoi nous nous y sommes employés. Le composant photonique développé dans ce travail de thèse doit être capable de combiner les signaux optiques issus de deux lasers monomodes sur une photodiode pour générer une porteuse électrique. Un modulateur doit également permettre de moduler en amplitude le battement lumineux avec un signal de données qui s'inscrira par conséquent également sur la porteuse. Ces différents éléments seront intégrés sur une seule et même puce qui servira d'émetteur pour une transmission en espace libre. Le composant doit bien entendu satisfaire un ensemble de spécifications pour en faire une source performante et fiable, notamment en comparaison avec les solutions purement électroniques. Ces spécifications portent notamment sur les performances en ce qui concerne :

- La gamme d'accord de la fréquence synthétisée.
- La bande passante de modulation.
- La pureté spectrale du signal.
- La compacité du composant.
- La consommation énergétique du composant.
- Le cout de fabrication du composant.

2.1 Description des briques de base

Nous nous proposons dans cette partie de décrire le fonctionnement propre des briques de base de la source photonique intégrée et de revenir sur le traitement et la propagation des signaux optiques tels qu'ils peuvent s'y manifester. Il s'agit notamment de détailler le principe physique des éléments impliqués dans le photomélangement et la modulation de données tels que les lasers monomodes, amplificateurs et modulateurs à semi-conducteurs ainsi que les photodiodes.

2.1.1 Physique des milieux condensés et jonctions P-N

La principale caractéristique des matériaux solides est l'existence d'une structure de bandes d'énergie pour les électrons des atomes qui les constituent. Ces bandes d'énergie sont conditionnées par la structure cristalline du matériau considéré et se déduisent des solutions de l'équation de Schrödinger pour une onde électronique interagissant avec un réseau périodique. Il existe une bande interdite, ou gap, entre deux bandes permises dans lesquelles la distribution quasi-continue d'états fait apparaître une densité d'états énergétique, qui correspond au nombre d'états possibles pour une valeur donnée d'énergie dans une unité de volume de matériau. Le peuplement des niveaux énergétiques est régi par la valence des atomes du matériau, par la densité d'état électronique, ainsi que par la statistique de Fermi-Dirac liée à l'agitation thermique. Ce remplissage est responsable du caractère isolant ou conducteur du matériau. Ainsi, lorsqu'une bande est totalement remplie, les vitesses des électrons soumis à un champ électrique vont s'annuler du fait de leur positionnement nécessairement symétrique dans l'espace réciproque. Nous sommes alors dans le cas d'un matériau isolant dont la dernière bande pleine est appelée bande de valence. A contrario, si la bande est partiellement remplie, la rupture de symétrie engendrée par le champ électrique fait que le courant dû aux électrons ne s'annule pas. Le matériau est alors conducteur et sa dernière bande partiellement remplie est appelée bande de conduction. Enfin, il existe un troisième type de matériau : le semi-conducteur. Un semi-conducteur est un isolant pour une température nulle, mais sa faible énergie de gap permettra, du fait de l'énergie thermique ($T=300\text{K}$), à la bande de conduction d'être légèrement peuplée d'électrons et à la bande de valence d'en être légèrement dépeuplée (cette lacune équivaut à l'existence d'une quasi-particule appelée trou). Ainsi, la probabilité qu'un électron ou un trou

puisse contribuer à un courant électrique, même faible, est suffisamment importante. On figure ci-dessous la représentation schématisée des différents types de matériaux sus-cités.

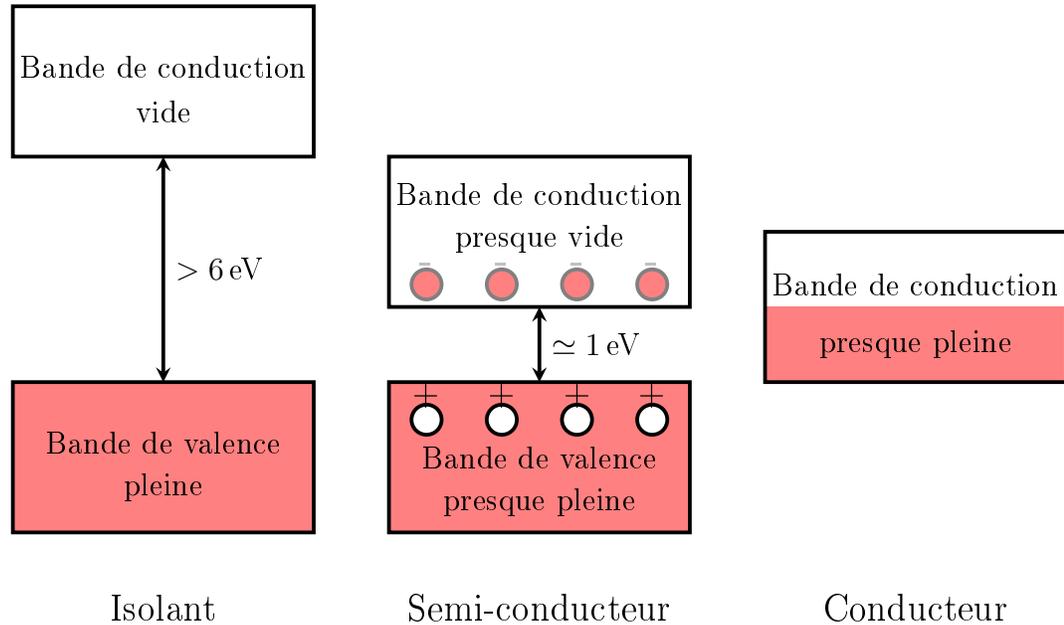


FIGURE 2.1: Représentation schématisée des bandes d'énergies pour les matériaux isolants, semi-conducteurs et conducteurs.

Un semi-conducteur est dit intrinsèque quand son comportement électrique ne dépend que de sa structure. Dans ce cas, la conductivité électrique est assurée à la fois par les électrons et les trous des bandes de conduction et de valence. Lorsque l'on implante des atomes correctement choisis à l'intérieur de ce dernier, on modifie artificiellement la structure de bande du matériau ; le semi-conducteur est alors qualifié d'extrinsèque ou dopé. On peut réaliser deux types de dopage : le dopage de type N et le dopage de type P. Dans le premier cas, l'insertion d'atomes de valence supérieure à celle des atomes du réseau-hôte introduit un niveau donneur d'électrons juste en dessous de la bande de conduction qui s'en trouvera plus facilement peuplée, ce qui permettra d'améliorer la conductivité du matériau dont les porteurs majoritaires seront donc les électrons (porteurs de type N). A l'inverse, un dopage de type P fait intervenir des atomes dopants dont la valence est inférieure à celle des

atomes du réseau de départ. Il y a création d'un niveau accepteur juste au dessus de la bande de valence. Celle-ci se dépeuple facilement en électrons et permet une conduction par saut de trous, ces derniers représentant alors les porteurs majoritaires du matériau (porteurs de type P). Une représentation schématique des modifications introduites par les différents dopages sur la structure de bande du matériau est donnée en figure 2.2.

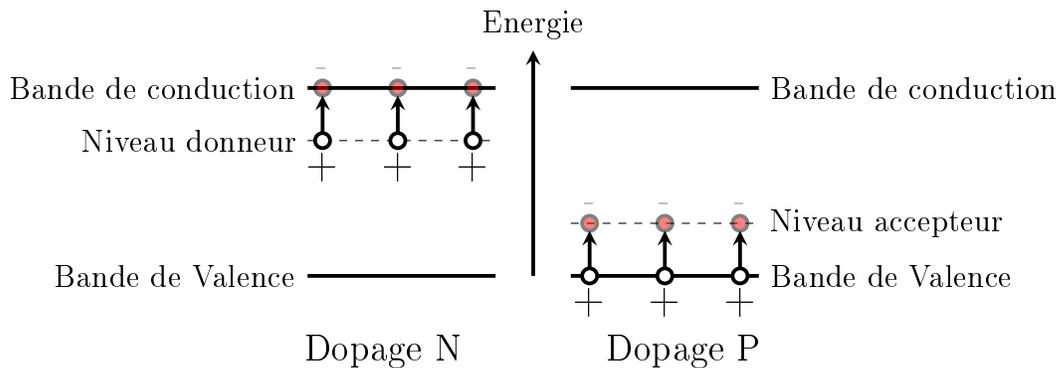


FIGURE 2.2: Schéma de bande pour les semi-conducteurs extrinsèques de type N et P.

2.1.2 Emission, amplification, absorption et modulation optique dans les jonctions P-N

Les composants photoniques qui sont décrits dans ce mémoire sont pour l'essentiel basés sur ce qu'on appelle des jonctions P-N résultant de la mise en contact entre un semi-conducteur de type N et un semi-conducteur de type P issus d'un même cristal. En pratique, une couche de cœur intrinsèque est généralement emprisonnée entre ces deux zones dopées, ce type de structure PIN permettant alors de réaliser des fonctionnalités optiques variées.

L'émission et l'amplification optique est réalisée par recombinaison radiative de paires électron-trou dans la zone active de cœur en tirant profit de l'ingénierie des bandes lorsque la structure est polarisée en direct par une tension électrique. Cette génération de photons se fait dans un premier temps par émission spontanée, produisant une lumière incohérente d'un point de vue spatial et temporel. L'amplification par émission stimulée permet quant à elle d'émettre à partir d'un photon incident un second photon identique. Pour

que ce mécanisme soit prédominant, il est nécessaire d'inverser la population, ce qui requiert une grande densité de porteurs dans la zone d'émission. Cela est réalisé à partir d'un certain courant de seuil en créant respectivement une population d'électrons libres et de trous dans la bande de conduction et dans la bande de valence de la structure. On peut visualiser ce processus à l'aide du schéma ci-dessous représentant la structure de bande de cette jonction.

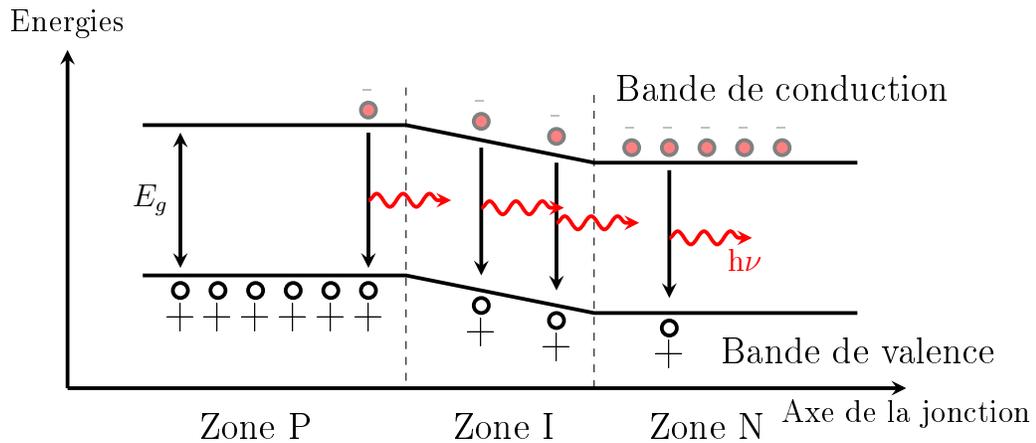


FIGURE 2.3: Diagramme de bande d'une diode laser polarisée en direct. La recombinaison électron-trou se fait essentiellement dans la zone active c'est-à-dire là où la densité de porteurs est la plus élevée. E_g représente l'énergie de gap du matériau.

Le gain d'amplification dépend essentiellement de la composition de la zone active (on utilise notamment des matériaux quaternaires de type In-GaAsP notés Q suivi d'un chiffre représentant la longueur d'onde de gap en micron). Il est maximum pour des photons d'énergie voisine au gap du matériau.

En choisissant un gap de valeur plus faible dans la couche active que dans les couches dopées, il est possible d'obtenir à la fois un meilleur confinement des porteurs (qui s'accumulent dans la zone active) et un meilleur confinement optique (l'indice de réfraction de la zone active étant plus élevé que celui des couches dopées); il s'agit d'une double-hétérojonction. Dans le cas de nos lasers et de nos amplificateurs intégrés, nous utiliserons des structures à puits quantiques où l'épaisseur de la zone active est réduite jusqu'à des va-

leurs typiques de quelques nanomètres. Dès lors, les niveaux d'énergie liés au mouvement des électrons perpendiculairement aux interfaces sont quantifiés et on considère un gap effectif $E_{g,eff}$ qui correspond à une transition entre les niveaux de fond de puits dans les couches de valence et de conduction, comme représenté en figure 2.4.

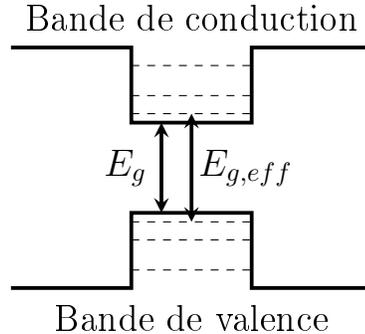


FIGURE 2.4: Représentation du diagramme de bande et des niveaux d'énergie quantifiés d'un puits quantique.

Ce confinement quantique permet aux porteurs de contribuer à l'émission stimulée sur une bande spectrale réduite tout en facilitant l'inversion de population. Il en résulte une amélioration du gain différentiel pour une même densité de courant injecté et un abaissement du courant de seuil (qui se trouvait déjà naturellement amélioré par la diminution de la dimension de la zone active, à laquelle il est proportionnel).

En plus des phénomènes d'émission et d'amplification, un phénomène d'absorption a également lieu dans la zone intrinsèque lorsqu'un photon cède son énergie à un électron de la bande de valence de manière à ce qu'il atteigne la bande de conduction, l'emplacement laissé vacant dans la bande de valence constituant un trou. Sous l'action d'une tension inverse appliquée à la structure semi-conductrice, la zone intrinsèque absorbante est déplétée de ses porteurs : les électrons dérivent vers la zone dopée N et les trous vers la zone dopée P, donnant ainsi naissance à un courant appelé photocourant. Une telle structure avec zone absorbante en matériau massif constitue le principe de base des photodiodes. Le principe est illustré sur la figure suivante.

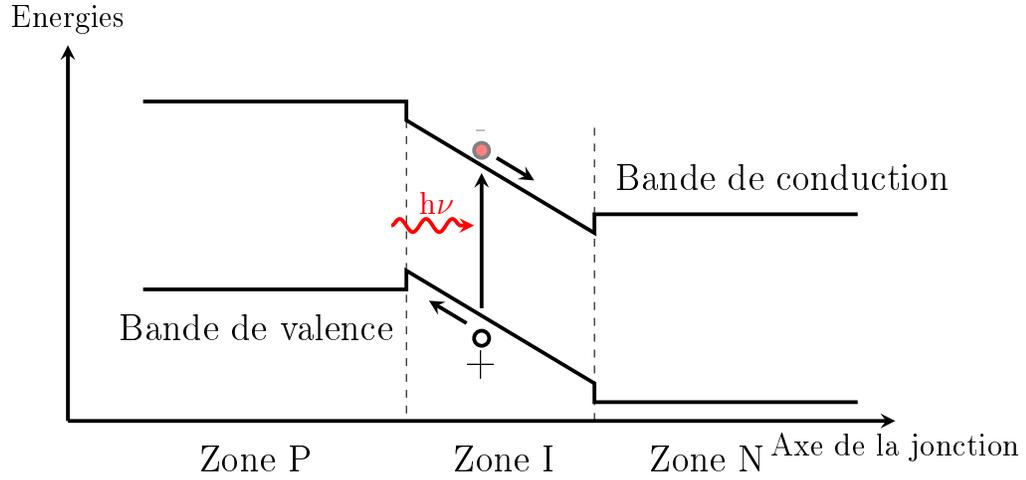


FIGURE 2.5: Génération d'un photocourant dans une structure à hétérojonction PIN.

A l'obscurité, la caractéristique statique courant-tension $I(V)$ suit idéalement la loi de Shockley. La relation liant le courant d'obscurité I_{obs} à la tension de polarisation V_d s'écrit :

$$I_{obs} = I_s (\exp \frac{eV_d}{k_B T} - 1) \quad (2.1)$$

avec e la charge de l'électron, T la température et k_B la constante de Boltzmann.

Le courant d'obscurité tend vers la valeur $-I_s$ (qui dépend de la nature et de la structure du composant) lorsque la tension de polarisation inverse augmente et ceci jusqu'au claquage de la photodiode. Sous éclairage, le courant total délivré par la structure est la somme du courant d'obscurité I_{obs} et du photocourant I_{ph} , le premier étant généralement négligeable devant le second. On représente en figure 2.6 la caractéristique courant-tension d'une telle structure à l'obscurité et sous éclairage.

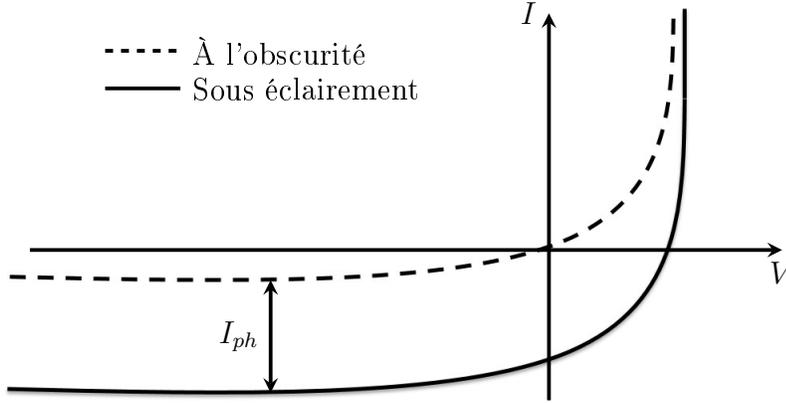


FIGURE 2.6: Caractéristique courant-tension d'une photodiode à l'obscurité et sous éclaircissement.

Le photocourant détecté I_{ph} est proportionnel à l'intensité lumineuse incidente P_{opt} et s'écrit :

$$I_{ph} = sP_{opt} \quad (2.2)$$

Avec s la sensibilité de la structure en A/W.

Le rendement quantique η est défini quant à lui comme le rapport entre le nombre de charges délivrées par le photocourant et le nombre de photons incidents. Il dépend essentiellement du couplage optique et du coefficient d'absorption dans la couche absorbante.

$$\eta = \frac{h\nu}{e} \frac{I_{ph}}{P_{opt}} \quad (2.3)$$

avec h la constante de Planck.

Il est par ailleurs possible de procéder à une modulation de l'absorption par contrôle de la tension de polarisation, la variation d'intensité résultante permettant ainsi de transmettre sur porteuse optique des données correspondant à un signal de commande de type électrique : c'est le principe de base des modulateurs à électro-absorption (MEA) [54]. Dans le cas d'une zone absorbante en matériau massif, l'effet Franz-Keldysh permet de réaliser ce type de modulation, les taux de modulation associés se révélant néanmoins

insuffisants pour de nombreuses applications. Inversement, de bons taux de modulation ont été réalisés sur des structures confinées quantiquement en tirant profit de l'effet Stark dans les puits quantiques [55], [56]. En outre, la rapidité des MEA basés sur cet effet leur permet de fonctionner à des débits très élevés.

Le principe de l'effet Stark est basé sur la déformation des bandes d'énergie d'un puits quantique lorsqu'on lui applique un champ électrique statique perpendiculaire. D'après la théorie des perturbations au second ordre, la valeur du gap sera alors réduite de :

$$\Delta E_g = \frac{2^9}{3^5 \pi^6} \frac{e^2 L^2 m^*}{\hbar^2} F^2$$

où F correspond au champ électrique appliqué, L à la longueur du puits et où m^* est égal à la somme des masses effectives de l'électron et du trou.

On représente ci-dessous la déformation des bandes dans un puits quantique.

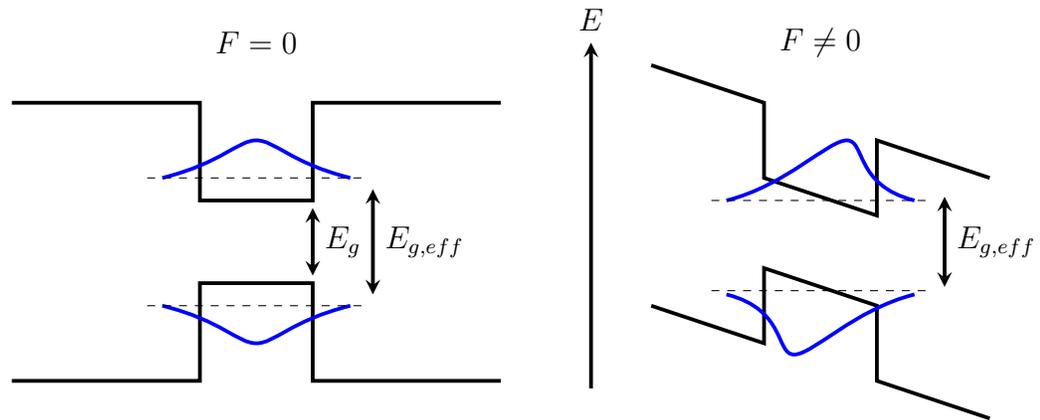


FIGURE 2.7: Principe de l'effet Stark dans un puits quantique.

Cette variation va modifier directement le spectre d'absorption du matériau. En diminuant la valeur du gap effectif, l'énergie des photons nécessaire à l'opération diminue également et sa longueur d'onde augmente, c'est ce que l'on nomme le décalage vers le rouge. On représente en figure 2.8 le

spectre d'absorption d'un semi-conducteur à puits quantique en fonction de la longueur d'onde lorsque l'on applique ou non un champ.

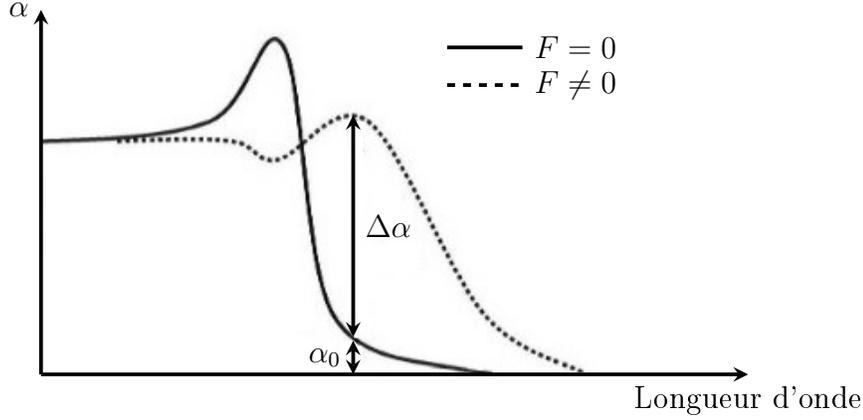


FIGURE 2.8: Spectre d'absorption d'un semi-conducteur à puits quantique en présence et en l'absence d'un champ électrique perpendiculaire.

On note l'existence sur le spectre d'un pic excitonique qui résulte de la force électrostatique liant les électrons et les trous créés lors de l'absorption d'un photon par le matériau. Cet exciton va permettre de discriminer fortement les deux états du modulateur que sont l'état passant ($F = 0$), où la lumière traverse la structure avec peu de pertes, et l'état non passant ($F \neq 0$), où le signal est fortement absorbé. Nous notons α l'absorption à l'état non passant et α_0 l'absorption résiduelle à l'état passant.

Le taux d'extinction est défini comme le rapport des intensités lumineuses entre l'état passant et non passant, il influence directement la valeur du taux d'erreur d'une liaison numérique et s'écrit :

$$r_e = \exp^{\Gamma \Delta \alpha L} \quad (2.4)$$

avec Γ le facteur de confinement de la lumière dans la couche active, L la longueur d'interaction et $\Delta \alpha = \alpha - \alpha_0$ la variation d'absorption entre l'état passant et l'état non passant.

L'atténuation en mode passant est quant à elle définie par

$$P_0 = \exp^{-\alpha_0 \Gamma L} \quad (2.5)$$

Les deux grandeurs définies précédemment ne sont pas indépendantes et il existe un compromis à réaliser. En effet, il est à la fois nécessaire de récupérer un maximum d'intensité lumineuse à l'état passant et d'obtenir un taux d'extinction maximum. Cela revient à limiter la longueur du modulateur et à maximiser le rapport suivant :

$$a = \frac{\Delta\alpha}{\alpha_0} \quad (2.6)$$

Ce rapport est un critère physique du matériau lié directement à la conception des structures à puits quantiques, son optimisation ayant fait l'objet de nombreuses études [57]. En conséquence, il existe un domaine d'utilisation pour la lumière incidente tel que sa longueur d'onde soit supérieure à une certaine valeur limite.

D'un point de vue électrique, la photodiode et le MEA sont équivalents à une source de courant I_{ph} en parallèle avec une capacité de jonction C_j et une résistance de fuite (dite aussi résistance de shunt) R_f qui présente des valeurs généralement très élevées (environ 10 à 100 k Ω). Une résistance interne R_s vient également s'ajouter en série. On représente ce schéma équivalent en figure 2.9.

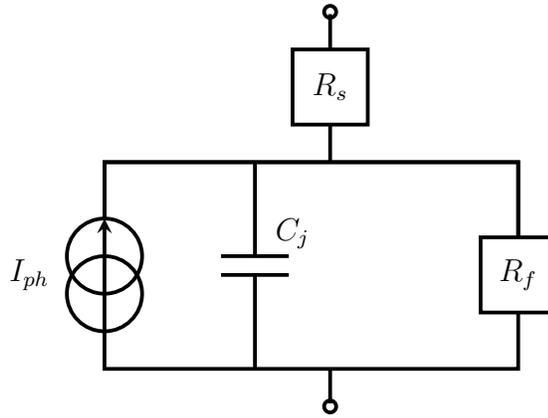


FIGURE 2.9: Schéma électrique équivalent de la photodiode et du MEA.

Pour ce qui est de la photodiode, si le signal optique incident est modulé en amplitude avec un taux de modulation m , la puissance optique appliquée s'écrit :

$$P_{opt}(t) = P_0(1 + m\Re(e^{j\omega t})) \quad (2.7)$$

avec P_0 la puissance optique moyenne

Le courant total délivré par la photodiode contient alors une partie continue $\langle I \rangle$ et une partie hyperfréquence I_{RF} tel que :

$$\langle I \rangle = sP_0 \quad (2.8)$$

$$I_{RF}(t) = msP_0\Re(H(\omega)e^{j\omega t}) \quad (2.9)$$

où H est la fonction de transfert complexe en régime harmonique et s la sensibilité de la photodiode en A/W.

La photodiode est généralement connectée à un circuit électrique externe par l'intermédiaire d'un Té de polarisation afin de séparer le courant continu du courant hyperfréquence, ce dernier étant récupéré sur une résistance de charge R_c dont la valeur est en général 50 Ohm. La puissance hyperfréquence mesurée en sortie s'écrit alors :

$$P_{RF} = \frac{1}{2}R_c(msP_0)^2|H(\omega)|^2 \quad (2.10)$$

La réponse fréquentielle de la photodiode correspond à l'évolution de la puissance hyperfréquence en fonction de la fréquence, elle dépend essentiellement de la structure verticale du composant. L'épaisseur de la couche absorbante détermine à la fois le temps de transit des porteurs (qui lui est proportionnel) et la capacité de la jonction (qui en est inversement proportionnelle) ; elle possède donc un impact majeur sur la bande passante. S'il est nécessaire de réduire le temps de transit des porteurs pour augmenter la rapidité de la photodiode et éviter l'écrantage du champ par accumulation de charge, il est également crucial d'éviter les capacités de jonction trop élevées. Pour nous affranchir de cette contrainte et atteindre les fréquences millimétriques, nous utiliserons dans nos travaux des photodiodes de type unipolaire (UTC pour Uni Traveling Carrier) dont le fonctionnement sera explicité par la suite (voir section 2.2.5). Dans le cas du MEA, le Té de polarisation permet cette fois de séparer le signal continu de polarisation inverse du signal hyperfréquence correspondant au signal d'information. Les performances en termes

de bande passante dépendent des mêmes paramètres que pour la photodiode (capacité de jonction, résistance série, résistance de charge,...) et résultent d'un compromis avec les performances en termes de taux d'extinction. Le temps d'évacuation des porteurs photogénérés est notamment un facteur déterminant qui peut altérer le comportement du modulateur lorsqu'il est trop important du fait des phénomènes de saturation [58] et d'écrantage du champ [59] sous forte puissance optique incidente. Les bandes passantes des modulateurs à électro-absorption se révèlent inférieures à celles des modulateurs de type Mach-Zehnder, elles atteignent néanmoins des valeurs supérieures à 40 GHz [60].

2.1.3 Diode laser

A l'instar de tous les types de lasers, le laser à semi-conducteur (ou diode laser) fonctionne à l'aide de trois éléments de base : un milieu amplificateur, une cavité résonnante et un système de pompage.

La manière la plus simple de réaliser la cavité résonnante avec un milieu amplificateur semi-conducteur est d'effectuer un clivage parallèle des faces de sortie semi-conducteur/air. Cette interface constitue en effet un miroir diélectrique naturel dont la réflectivité s'écrit :

$$R = \frac{(n_{sc} - 1)^2}{(n_{sc} + 1)^2} \quad (2.11)$$

avec n_{sc} l'indice optique du matériau semi-conducteur. Pour les composants sur InP, cette valeur est $R = 0.3$.

L'oscillation laser apparaît alors lorsque le gain du milieu amplificateur devient supérieur aux pertes de la cavité, ce qui se résume par la condition de seuil ci-dessous :

$$G_{seuil} = \frac{1}{\Gamma} \left(\alpha_p + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R1R2} \right) \quad (2.12)$$

avec G_{seuil} le gain optique linéique du milieu amplificateur à la condition de seuil, Γ le facteur de confinement optique dans la zone active, α_p le coefficient d'absorption, L la longueur de la cavité et $R1$ et $R2$ les coefficients de réflexion des miroirs d'entrée et de sortie.

La condition de résonance pour la phase du champ électromagnétique implique quant à elle :

$$\beta L + \phi_{ref} = \pi(\pi) \quad (2.13)$$

avec β la constante de propagation, L la longueur de la cavité et ϕ_{ref} le déphasage induit par les réflexions sur les miroirs.

Cette condition de phase discrétise les fréquences d'oscillations possibles en un peigne d'intervalle spectral libre $ISL = 2\pi/L$. Seules les fréquences voyant un gain supérieur à G_{seuil} pourront se mettre à osciller comme le représente la figure 2.10.

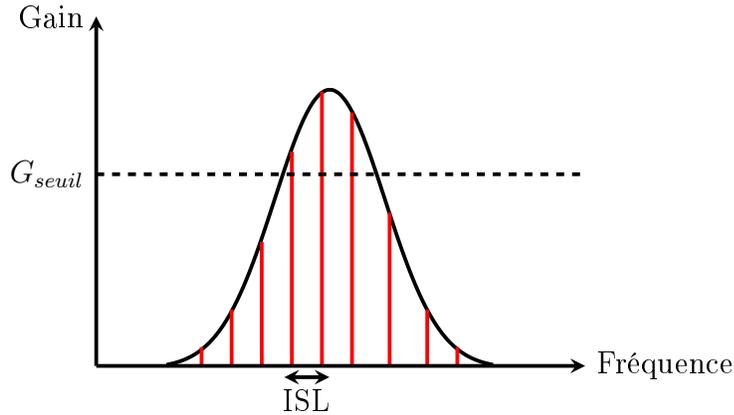


FIGURE 2.10: Représentation des modes Fabry-Perot et du seuil laser.

Afin d'obtenir des émissions monomodes, nous utiliserons dans notre cas des lasers à contre-réactions répartie (DFB). La cavité y est formée par l'inscription d'un réseau de Bragg au cœur de la structure semi-conductrice (on parle alors de miroir distribué) constituant un guide d'onde sélectif en longueur d'onde. Ce réseau est composé d'une succession périodique de matériaux d'indices différents selon l'axe de propagation x comme représenté en figure 2.11.

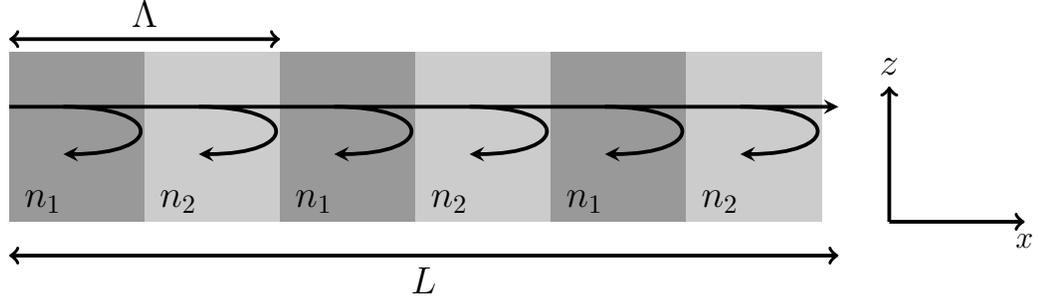


FIGURE 2.11: Représentation d'un réseau de Bragg : l'onde incidente est réfléchi par les interfaces successives (contre-réaction distribuée). Λ représente le pas du réseau et L sa longueur totale. n_1 et n_2 sont respectivement les indices du milieu 1 et du milieu 2.

Les réflexions successives aux interfaces vont induire des déphasages autorisant seulement certaines ondes à interférer constructivement. Dans le cas d'un réseau de Bragg à pas uniforme, la lumière est transmise sur une plage spectrale très étroite, centrée sur une longueur d'onde dite longueur d'onde de Bragg λ_b . Si l'onde guidée « voit » un indice effectif n_{eff} , la condition de Bragg s'écrit :

$$\lambda_b = 2n_{eff}\Lambda \quad (2.14)$$

La réflectivité maximale R_{max} du réseau est donnée par l'équation :

$$R_{max} = \tanh^2(\kappa L) \quad (2.15)$$

dans laquelle κ représente la force du réseau et L sa longueur totale.

Le facteur κ traduit le couplage entre les modes copropagatif et contrapropagatif et dépend essentiellement des caractéristiques physiques du réseau. Dans le cas d'un mode transverse électrique (TE) ce facteur s'écrit [61] [62] :

$$\kappa = \frac{k^2}{2\beta A} \int_{Profil} \Delta[n^2(z, x)] \cdot E^2(z) dz \quad (2.16)$$

avec k le nombre d'onde angulaire en espace libre, β la constante de propagation, E la composante transverse du champ électrique, n l'évolution sur le plan transverse de l'indice de réfraction et A le facteur de normalisation.

Dans le cas d'un profil carré du réseau, le coefficient de couplage s'écrit plus simplement :

$$\kappa = \Gamma \frac{n_1 - n_2}{2\pi\lambda_b} \quad (2.17)$$

Le produit κL est désigné sous le terme de force du réseau. Le couplage est dit faible lorsque κL est proche de 0 et devient fort lorsque ce produit croît.

Pour se représenter l'allure de la réponse spectrale d'un réseau de Bragg de longueur d'onde de Bragg $\lambda_b = 1.55 \mu\text{m}$ et son évolution en fonction de la différence des indices, nous montrons en figure 2.12 la simulation de la réflectance réalisée par la méthode des matrices de transfert [63].

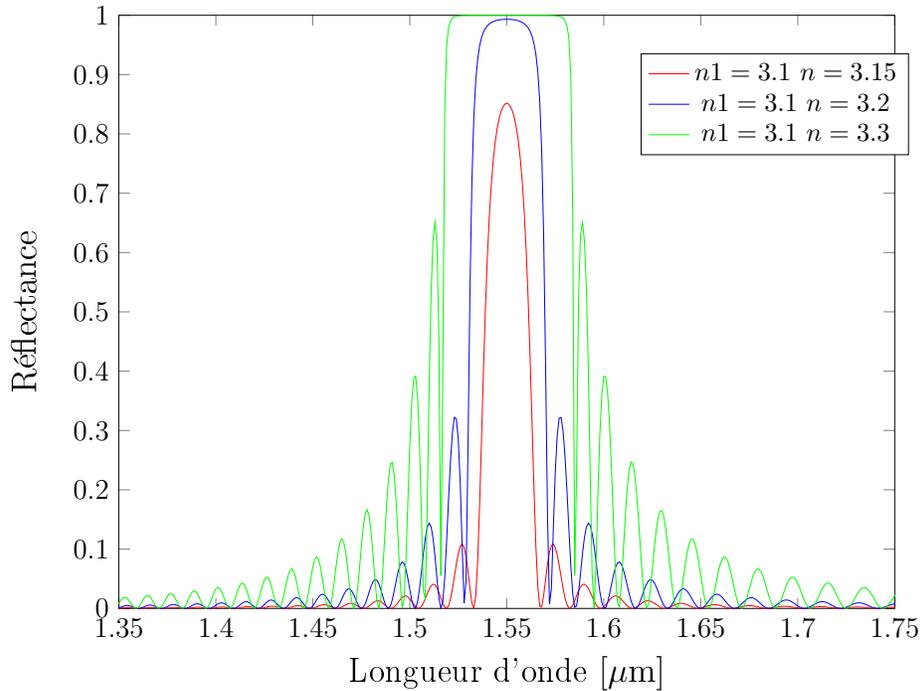


FIGURE 2.12: Simulation de la réflectance d'un réseau de Bragg pour différentes valeurs d'indice.

On remarque qu'en augmentant la différence des indices, la bande passante du filtre (ou stop-band) s'élargit en conséquence. De même lorsque l'on diminue la longueur totale du réseau. On retiendra que plus un réseau est fort, plus sa stop-band est large.

Le réseau des lasers DFB est en général gravé dans une couche située au dessus de la couche active. Dans le cas d'un DFB sans réflexion aux extrémités, la théorie des modes couplés [64] donne finalement deux modes d'oscillation possibles situés de part et d'autre de λ_b . Pour éviter ce caractère bimode, une solution est de réaliser un traitement anti-reflet sur une face et un traitement haute réflectivité sur l'autre face (HR-DFB) [65]; la discrimination modale dépend néanmoins dans ce cas de la position de la face HR par rapport au réseau [66], [67]. Une autre solution est d'introduire un saut de phase (phase-shift) de $\pi/2$ dans la modulation d'indice (ie en allongeant une demi-période d'une longueur $\lambda_b/4$). Nous sommes dans le cas d'un DFB $\lambda/4$ générant une émission laser monomode à la longueur d'onde de Bragg, les faces de sortie du faisceau étant au préalable traitées anti-reflet (AR). On représente en figure 2.13 l'illustration des lasers DFB sur InP avec et sans saut de phase ainsi que les spectres d'émission correspondants calculés à partir des matrices de transfert.

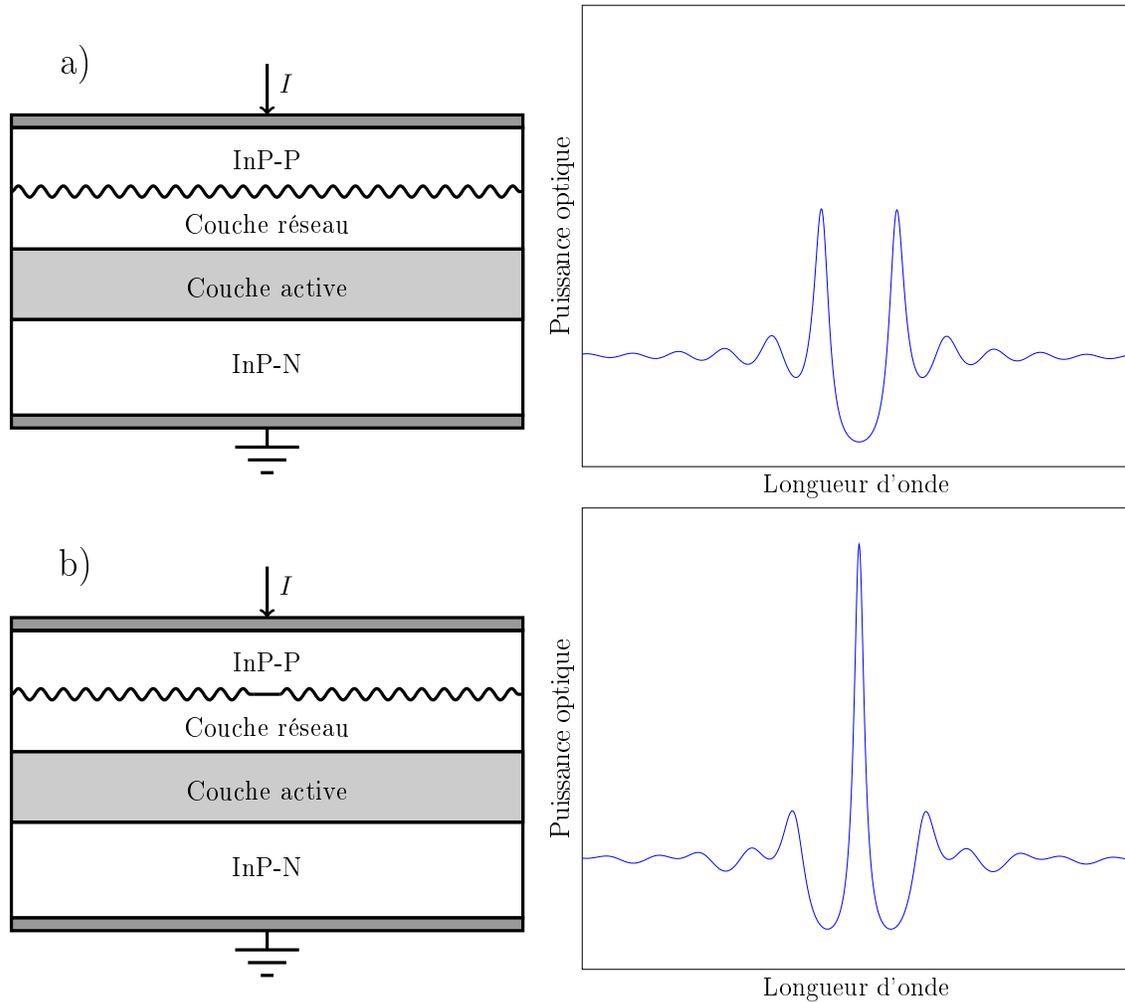


FIGURE 2.13: Schéma représentatif d'un laser DFB sans (a) et avec (b) section de phase $\lambda/4$ avec en vis-à-vis les spectres d'émission correspondants.

2.1.4 Guidage d'onde optique

Pour relier les différentes fonctions de la source photonique monolithiquement intégrée entre elles, il est nécessaire de pouvoir guider de manière efficace la lumière. Dans un premier temps, comme nous l'avons déjà évoqué dans le cas des double-hétérojonction, on peut considérer un confinement vertical grâce à l'utilisation d'une couche de cœur d'indice optique plus élevé que celui des couches P et N. De cette manière, le faisceau lumineux se concen-

trera au centre de la structure là où il subit le moins de pertes. On peut également réaliser un confinement latéral basé sur la réalisation d'un ruban sur les couches supérieures de la jonction qui sera encapsulé dans un milieu d'indice optique beaucoup plus faible que les matériaux semi-conducteurs ($n \simeq 3.5$), tels que des polymères ($n \simeq 1.5$) ou plus simplement de l'air ($n = 1$). La figure 2.14 permet de visualiser ce type d'architecture et son principe. Dans le cas d'un ruban s'arrêtant au dessus de la couche de cœur, on parle de shallow ridge ; si le ruban s'arrête au dessus de la couche de substrat N, on parle de deep ridge.

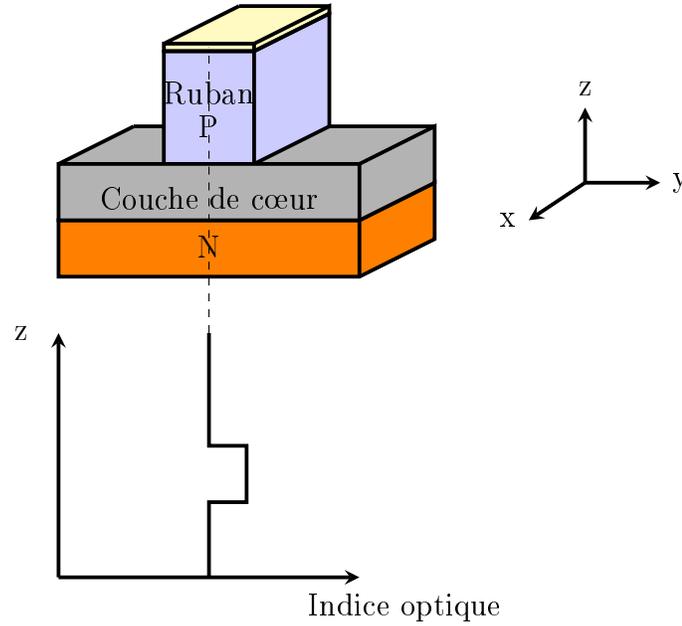


FIGURE 2.14: Vision en trois dimensions d'une structure shallow ridge.

D'un point de vue théorique, la propagation des ondes monochromatiques de longueur d'onde λ selon l'axe Ox du guide se fait de manière modale suivant l'équation de Laplace :

$$\Delta \vec{E} + k^2(n^2 - n_{eff}^2)\vec{E} = 0 \quad (2.18)$$

avec $\vec{E} = \vec{E}(y, z) \exp^{j(\omega t - kn_{eff}z)}$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ le nombre d'onde angulaire en espace libre et n_{eff} l'indice effectif du mode. La constante de propagation du mode s'écrit alors $\beta = kn_{eff}$.

Les conditions aux limites sont imposées par les relations de continuité du champ électromagnétique aux interfaces des matériaux. Les solutions $(E(y, z), n_{eff})_i$ (i étant l'ordre du mode) existent dans deux directions de propagation privilégiées : la direction transverse électrique (TE) et la direction transverse magnétique (TM). Les dimensions du guide, et en particulier sa largeur, vont influencer directement sur le nombre de modes qui pourront se propager. L'objectif étant généralement d'obtenir un guide d'onde monomode, il faut déterminer les dimensions afin que l'équation de Laplace ne possède qu'une seule solution. On définit alors le facteur de confinement du mode dans une couche particulière i , par :

$$\Gamma_i = \frac{\int_{-d_i/2}^{+d_i/2} \int_{-W_i/2}^{+W_i/2} |E(y, z)|^2 dydz}{\iint_{y,z} |E(y, z)|^2 dydz} \quad (2.19)$$

où d_i et W_i sont respectivement l'épaisseur et la largeur de la couche i .

En pratique, on s'intéresse surtout au confinement dans la zone de cœur, dans la couche de réseau de Bragg et dans les zones dopées afin d'avoir respectivement une information sur le gain de la structure, sur la force du réseau et sur les pertes internes d'absorption. Les guides sont généralement constitués d'un matériau quaternaire passif (dont le gap est suffisamment éloigné de celui du matériau actif), les guides passifs étant privilégiés pour la propagation de la lumière lorsque cela est possible à cause de l'absorption dans les puits quantiques.

Par ailleurs, il est également possible de réaliser des guidages multimodes pour obtenir des fonctions optiques particulières. C'est le cas du coupleur à interférences multimodes (MMI pour MultiMode Interference) disposant de plusieurs entrées et de plusieurs sorties qui, selon leur positionnement, permettent de combiner et de séparer plusieurs faisceaux lumineux par interférences électromagnétiques [68]. On référence généralement ce type de structure comme des coupleurs MMI $N \times M$, où N représente le nombre d'entrées et M le nombre de sorties. Il en sera fait usage dans notre PIC afin de mélanger les ondes issues des lasers DFB.

2.2 Conception du PIC

Le travail de conception de la source photonique intégrée vise à élaborer un composant fonctionnel à partir des briques de base décrites précédemment. Cela exige d'effectuer de nécessaires compromis et, devant la complexité de réalisation, de penser conjointement au processus de fabrication des composants en parallèle.

Afin de satisfaire au mieux les objectifs fixés, il convient d'effectuer l'étude théorique du comportement optique et électrique du composant. Ce travail, notamment par le moyen de simulations appropriées, nous permettra de déterminer l'orientation à prendre pour la définition de la structure verticale de nos puces pour chaque section. Ces structures sont formées conformément à la description des briques de bases évoquées précédemment et composées de jonction PIN en matériau InP.

L'étude de la propagation de la lumière au sein de la structure verticale du composant constitue une étape primordiale de la conception. Il convient pour cela d'en effectuer la simulation par logiciel à partir des indices optiques des différentes couches et de s'assurer de l'existence de modes propres optiques pour chaque section. Ces indices sont calculés à partir des travaux de Broberg et al. [69], en tenant compte du gap du matériau, du dopage de la couche, de la contrainte appliquée et de la densité de porteurs injectés. Les modes propres de propagation ont été déterminés par la méthode de l'indice effectif [70], [71] à l'aide du logiciel Alcor, développé par le Centre National d'Etudes des Télécommunications (CNET) de France Télécom dans les années 1990. Il nous permet ainsi d'accéder à l'indice effectif de la structure, à la taille du mode propre optique ainsi qu'aux confinements optiques dans les différentes couches de la structure.

2.2.1 Architecture générale des composants

L'architecture générale de la première génération de puce est représentée en figure 2.15. L'émission et le traitement du signal lumineux ont lieu, en fonction des différentes sections, au niveau des guides d'ondes optiques qui sont situés de part et d'autres de l'axe de symétrie horizontal. Les deux sections laser DFB produisent les émissions laser à deux longueurs d'onde différentes puis, en continuant le parcours du signal lumineux vers la droite du dessin, se trouvent des amplificateurs optiques à semi-conducteur (SOA, de l'anglais Semiconductor Optical Amplifier) dont le rôle est d'amplifier et

d'équilibrer les puissances optiques issues des deux DFB. Ces deux signaux sont couplés à l'aide d'un coupleur optique MMI passif comportant deux entrées et deux sorties. La lumière couplée est ensuite amplifiée avant de traverser un modulateur à électro-absorption (MEA) dont le rôle sera d'y inscrire un signal de données par modulation d'amplitude ; il est à noter que la structure verticale des MEA, basée sur des multipuits quantiques dans la zone active, est la même que celle des lasers et des SOA dans un souci de simplification du processus de fabrication. Enfin, le signal est une dernière fois amplifié avant d'être envoyé sur une photodiode UTC dans laquelle a lieu la conversion optique/électrique. On remarque que deux photodiodes sont utilisées : la première permet de générer le battement hyperfréquence utile et la seconde peut être utilisée dans le but de réduire le bruit de phase de ce battement à l'aide d'une boucle de contre-réaction électrique. De l'autre côté de la puce, une sortie optique a également été prévue afin de contrôler le signal ; elle peut aussi être utilisée pour effectuer une rétroinjection optique, toujours dans le but de réduire le bruit de phase du signal de synthèse. Le guide de sortie optique est incliné d'un angle de 7° par rapport à l'axe longitudinal afin de réduire les effets de réflexion à l'interface air/semi-conducteur. La longueur totale du composant est de 4.4 mm pour une largeur de $700\ \mu\text{m}$.

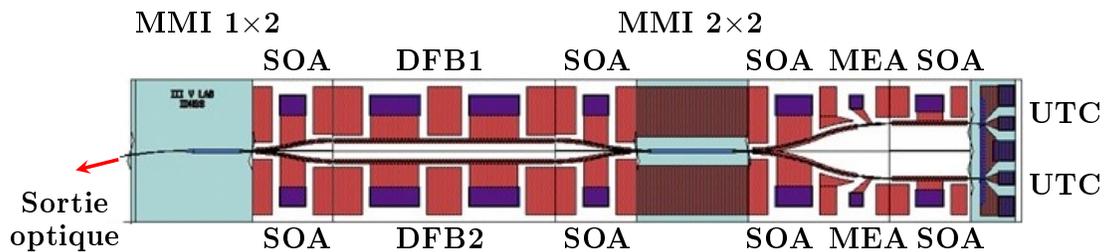


FIGURE 2.15: Dessin en vue de dessus de la puce IPHOS.

Les électrodes de polarisation sont représentées par les rectangles bleus. Elles permettent d'appliquer un courant électrique sur les différentes sections citées précédemment. Dans les sections laser, l'injection du courant permet de contrôler l'émission de la lumière et d'ajuster la longueur d'onde par effet thermique, comme il sera expliqué par la suite. Le contrôle de l'injection de courant permet également d'ajuster le gain des SOA, de contrôler le point de fonctionnement du MEA et d'y introduire le signal de données. Enfin,

il permet de polariser la photodiode en inverse et d'y récupérer la porteuse hyperfréquence modulée par les données. Au final, si nous considérons le dispositif selon ses interfaces, celui-ci peut-être apprécié d'un point de vue purement électronique, l'optique n'étant utilisée qu'à l'intérieur de la puce pour ses intérêts fonctionnels.

Deux types de technologies ont été mis en œuvre pour réaliser cette première génération de puce : l'un basé sur un substrat dopé N (IPHOS1) et l'autre sur un substrat semi-isolant (IPHOS2). Ce dernier type de substrat permettant d'éviter les effets de capacité parasites, les performances en termes de bande passante des photodiodes ont conduit à effectuer l'essentiel des mesures de caractérisation sur le composant IPHOS2, comme nous le verrons dans le chapitre 3. Une deuxième génération de puce (IPHOBAC-NG) basée sur un substrat semi-isolant a également été conçue afin d'améliorer les performances en tirant parti des limitations observées sur les puces de première génération, notamment en ce qui concerne le bruit de phase du signal généré. Cette seconde génération de puce propose une nouvelle configuration, intégrant notamment une miroir haute réflectivité (HR), ainsi qu'une nouvelle structure verticale. Elle est représentée en figure 2.16. La technologie de fabrication de ce dernier composant est actuellement en cours.

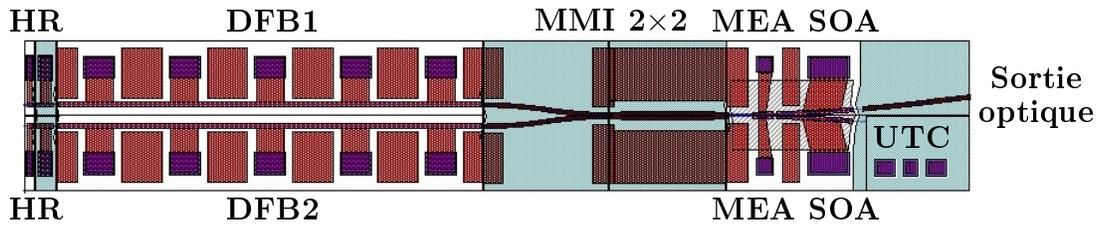


FIGURE 2.16: Dessin en vue de dessus de la puce IPHOBAC-NG.

2.2.2 Conception des lasers DFB

Comme évoqué dans la section 2.1.3, le réseau d'indice fait office de filtre en réflexion permettant de sélectionner une longueur d'onde particulière pour l'émission laser. Ce réseau est dans notre cas constitué par l'alternance de dents en matériau quaternaire Q1.17 situé au dessus des puits quantiques et de dents en matériau InP. Le pas de réseau Λ permet de définir la longueur

d'onde d'émission λ de nos lasers selon la condition de Bragg pour un réseau du premier ordre :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2n_{eff}} \quad (2.20)$$

avec n_{eff} l'indice effectif dans le réseau.

A partir d'un indice effectif calculé par simulation dans la section active, nous déterminons le pas du réseau afin d'obtenir une longueur d'onde de fonctionnement aux environs de $\lambda_b = 1555$ nm. Afin d'obtenir un battement effectif dans le domaine millimétrique, chacun des deux lasers possède un réseau spécifique de manière à ce qu'ils fonctionnent avec un écart de fréquence de 80 GHz (soit un écart d'environ 0.65 nm en longueur d'onde) pour un même courant de polarisation.

L'un des objectifs principaux lors de la conception des DFB est de faire en sorte d'obtenir des lasers présentant une largeur de raie acceptable, en espérant descendre en dessous du MHz. La largeur de raie minimale $\Delta\nu$ d'un laser DFB monomode peut être calculée à l'aide de la formule de Schawlow-Townes [72] tel que :

$$\Delta\nu = \frac{R_{sp}}{4\pi N_{ph}}(1 + \alpha_h^2) \quad (2.21)$$

avec R_{sp} le taux d'émission spontanée, N_{ph} le nombre de photons dans la cavité et α_h le facteur de Henry ou facteur d'élargissement spectral [73].

Plusieurs approches ont déjà été reportées pour la réduction de la largeur de raie des lasers DFB [74], [75], [76]. L'un des problèmes lié aux lasers DFB $\lambda/4$ sans réflexion supplémentaire aux deux facettes est la perte de photons occasionnée. D'après la formule 2.21, cette perte, entraînant la réduction de N_{ph} , possède un impact négatif sur la largeur de raie. Les DFB $\lambda/4$ sont également sujets à de forts effets de spatial hole burning, dus au saut de phase, conduisant à l'inhomogénéité de la distribution des photons dans la cavité et à la dégradation de la largeur spectrale d'émission [77], [78], [79], [80], [81], [82]. Basés sur cette configuration, les lasers développés lors de la première génération de PIC ont ainsi accusé des largeurs de raies assez élevées et limitantes en termes de bande passante pour les expériences de transmission de données (voir section 3.2.5). De plus, la cavité étant dans ce

cas plus sensible aux réflexions parasites extérieures, des perturbations du fonctionnement du laser ont été observées.

Une manière de contourner ces problèmes est de considérer la configuration HR-DFB où la forte réflectivité d'une des facettes implique un plus grand nombre de photons présents dans la cavité et une meilleure immunité aux réflexions parasites. Si ces lasers ont produit de bons résultats en termes de courant de seuil, de puissance optique et de caractéristiques de bruit [83], [84], nous avons déjà évoqué qu'ils peuvent néanmoins présenter parfois des comportements multimodes en fonction de la position de la facette HR qui ne peut être contrôlée précisément. L'introduction d'une section de phase accordable (SP) [85] que nous détaillerons plus loin, permet d'éviter cet écueil en accordant la longueur d'onde d'émission à l'intérieur de la stop-band ; c'est pourquoi la configuration HR-SP-DFB est celle que nous avons choisie pour la conception des lasers de seconde génération. Ces nouveaux lasers possèdent en outre une longueur supérieure à celle des lasers utilisés pour les composants de première génération (2 mm au lieu de 1 mm). En effet, le nombre de photons dans la cavité étant proportionnel aux dimensions, il est intéressant de réaliser des cavités plus longues pour réduire la largeur de raie d'émission, d'autant plus que cet allongement améliore déjà naturellement la finesse de la cavité.

Par ailleurs, la force du réseau (κL) entre également en ligne de compte lorsque l'on considère les effets de spatial hole burning. Dans la littérature, il est ainsi généralement conseillé d'utiliser des (κL) plutôt faibles (entre 1 et 1.5), des valeurs élevées ayant pour effet d'augmenter l'inhomogénéité spatiale de la densité de photons dans la cavité et d'aggraver le Spatial Hole Burning [78]. Pour calculer κ , on applique l'équation 2.22 dans laquelle λ_b désigne la longueur d'onde de Bragg du réseau, $n_{eff,1}$ l'indice effectif de la structure lorsque la dent est en InP et $n_{eff,2}$ l'indice effectif de la structure lorsque la dent est en quaternaire.

$$\kappa \simeq \frac{|n_{eff,2} - n_{eff,1}|}{2\lambda_b} \quad (2.22)$$

L'épaisseur de la couche réseau ainsi que la longueur de la section laser (2mm) étant déjà fixées, le κL correspondant à un réseau entier a été estimé à 2.8. Afin de se rapprocher des valeurs conseillées nous avons alors dessiné un réseau échantillonné consistant à supprimer de manière périodique des

portions du miroir de Bragg le long de la cavité [86]. Ainsi, pour obtenir une valeur de κL de 1.4, seule la moitié de la longueur de la cavité est constituée d'alternance de matériau quaternaire et InP comme l'illustre la figure 2.17.

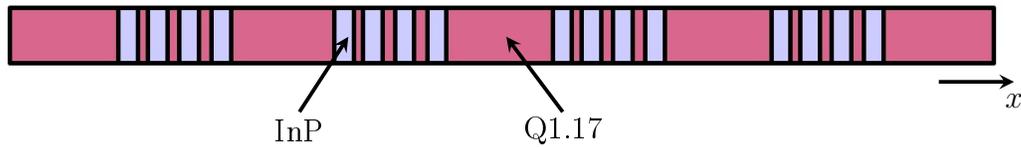


FIGURE 2.17: Représentation de la tranche verticale d'un réseau échantillonné à 50%.

Afin de nous affranchir d'un traitement chimique haute réflectivité à l'issue du processus de fabrication, nous avons décidé de concevoir un miroir HR directement intégré au composant de seconde génération. Celui-ci est constitué d'un réseau de Bragg gravé très profondément i.e. au-delà de la couche guide comprenant les puits quantiques. Nous représentons ci-dessous la structure verticale correspondant à l'association du laser DFB avec le réseau HR.

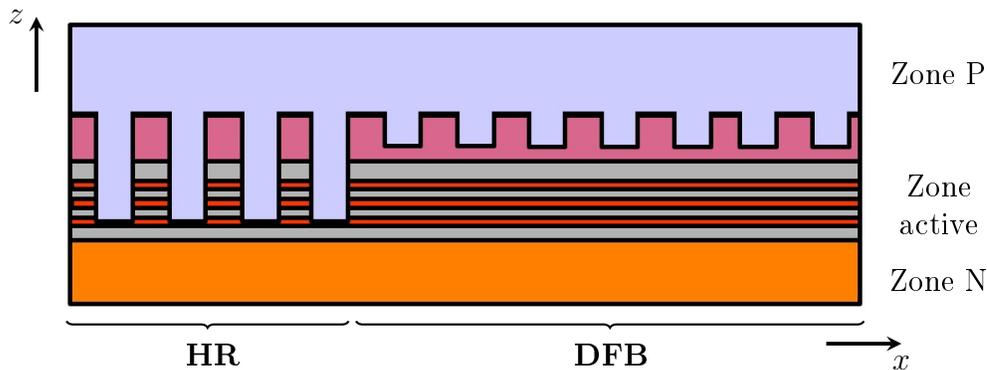


FIGURE 2.18: Structure verticale correspondant à l'association du laser DFB avec le réseau HR.

Le réseau HR possède le même pas que le réseau DFB afin qu'il soit centré à la même longueur d'onde. La grande profondeur de gravure assure des coefficients de couplage très importants et donc une réflectivité forte sur

une large bande. Ainsi, en gravant le réseau jusqu'à la couche d'InP-N, nous estimons la valeur de κ à 810 cm^{-1} . La longueur de la section est fixée quant à elle à $30 \text{ }\mu\text{m}$. De cette manière, on aboutit à une réflectivité du miroir HR de 98.5% sur une bande de $\lambda_b = 3 \text{ nm}$ dans laquelle la raie associée au laser entre aisément, comme le représente la figure 2.19.

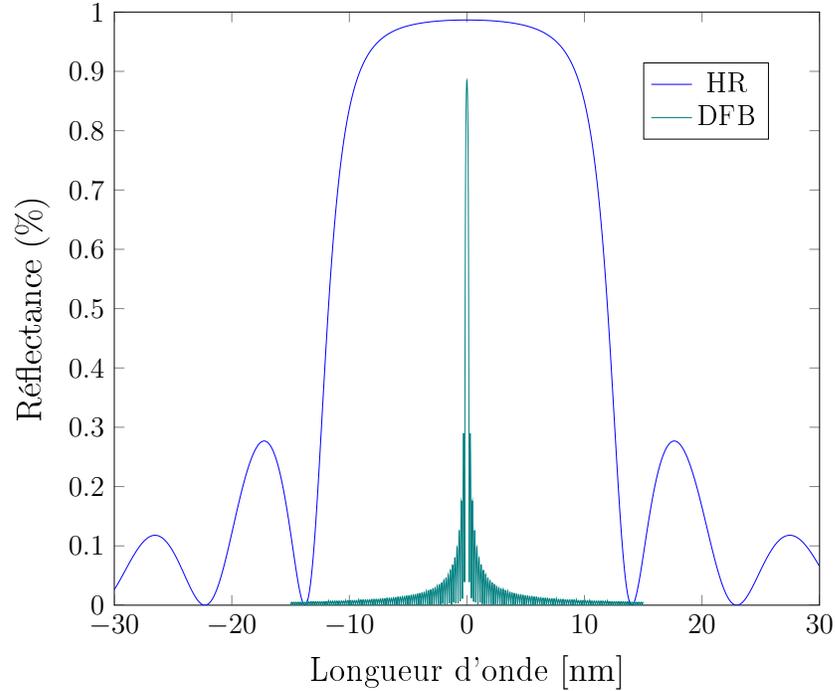


FIGURE 2.19: Simulation de la réflectance du réseau HR et du DFB.

En ce qui concerne l'accord de la longueur d'onde d'émission du laser, la méthode classique consiste à effectuer un accord thermique en ajustant le courant de polarisation. Ainsi l'injection de courant provoque un échauffement des matériaux semi-conducteurs ce qui augmente directement la valeur de l'indice optique et par conséquent provoque l'augmentation de la longueur d'onde d'émission selon l'équation 2.20 (de l'ordre de 5 nm/A pour des lasers InP). De cette manière, il est possible d'obtenir une variation sur plusieurs nanomètres, permettant de satisfaire à nos objectifs en termes de gamme d'accord du battement sur plusieurs dizaines de GHz. Il s'agit néanmoins d'un phénomène physique lent et qui empêche de séparer les problématiques

d'accord en longueur d'onde et de contrôle de la puissance optique.

Une autre solution consiste à effectuer un accord par injection de porteurs. En effet, l'augmentation de la densité de porteurs diminue l'indice effectif de la structure par le biais de quatre mécanismes (absorption interbandes de valence, effet plasma, remplissage des bandes et renormalisation du gap) qui peuvent en outre répondre à de très hautes fréquences [87]. Dans un DFB classique, il est néanmoins impossible d'effectuer ce type d'accord étant donné que la densité de porteurs est clampée au dessus du seuil. L'introduction au sein de la cavité de la section de phase accordable évoquée précédemment, dont la couche de cœur est constituée d'un matériau passif et qui est dépourvue de réseau de Bragg, permet de s'affranchir de cette limitation [88], [89]. Chaque section étant isolée électriquement l'une de l'autre, on distingue alors le courant de polarisation I_b associé aux sections de Bragg et le courant de polarisation I_p associé à la section de phase accordable. Nous représentons une telle architecture en figure 2.20.

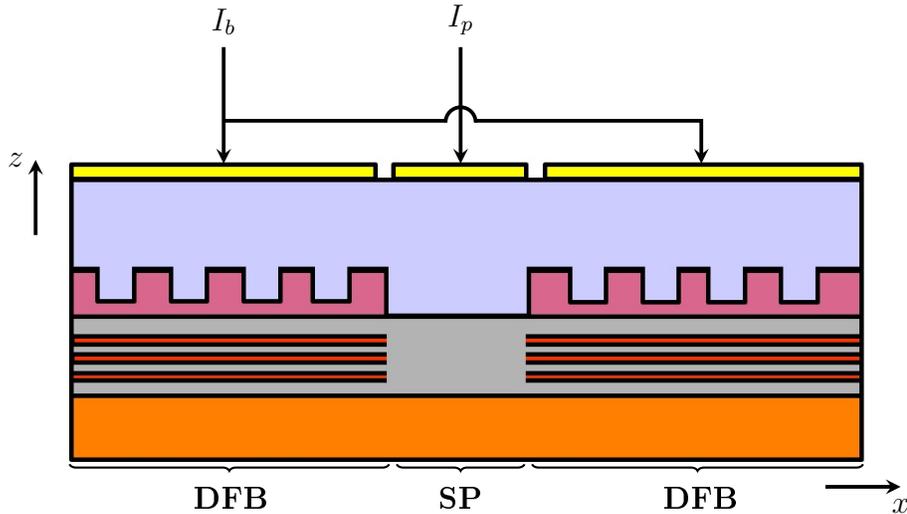


FIGURE 2.20: Structure verticale d'un laser DFB possédant une section de phase accordable.

On peut considérer, dans le cas général où une section de phase de longueur L_p se situe au centre de deux réseaux de Bragg de même longueur L_b , que cette architecture est équivalente à une cavité Fabry-Perot de longueur $L = L_p + 2L_{eff_b}$. L_{eff_b} est la longueur effective du réseau de Bragg et correspond physiquement à la longueur au bout de laquelle l'intensité de l'onde pénétrant dans le réseau de coefficient de couplage κ est divisée par $\exp(1)$ [90]. Elle peut s'écrire :

$$L_{eff_b} = \frac{1}{2} \frac{\partial \phi}{\partial \Delta\beta} \Big|_{\Delta\beta=0} \quad (2.23)$$

avec $\Delta\beta$ le désaccord relatif à la constante de propagation satisfaisant la condition de Bragg et ϕ la phase introduite par le réseau.

La condition de phase pour le m -ième mode de la cavité s'écrit alors :

$$\frac{4\pi}{\lambda_m(n_{eff_p}L_p + 2n_{eff_b}L_{eff_b})} = 2m\pi \quad (2.24)$$

avec n_{eff_p} l'indice effectif dans la section de phase et n_{eff_b} l'indice effectif dans la section de Bragg.

L'intervalle spectral libre ISL correspondant, exprimé en longueur d'onde, est alors défini par :

$$ISL = \frac{\lambda_b^2}{2(n_{g_p}L_p + 2n_{g_b}L_{eff_b})} \quad (2.25)$$

avec n_{g_p} l'indice de groupe dans la section de phase et n_{g_b} l'indice de groupe dans la section de Bragg.

La diminution de l'indice au niveau de la section de phase va entraîner une modification du chemin optique qui décale les modes Fabry-Perot de la cavité vers les plus faibles longueurs d'onde d'une valeur $\Delta\lambda$ tel que [91] :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda\Delta n_{eff_p}L_p}{n_{g_p}L_p + 2n_{g_b}L_{eff_b}} \quad (2.26)$$

avec $\Delta n_{eff_p} = -\Gamma \frac{n_p}{n_{eff_p}} \frac{\delta n_p}{\delta N} \Delta N$, ΔN étant la variation de densité de porteurs liée à l'injection de courant et n_p l'indice de réfraction du matériau dans la section de phase.

On représente en figure 2.21 un tel décalage. Le filtre de Bragg sélectionnant le mode Fabry-Perot ayant la plus forte réflectivité pour l'émission laser, il est possible d'effectuer un accord fin de la longueur d'onde associée sur une certaine largeur à l'intérieur de la Stop-Band. Un déphasage de 2π correspondant à une situation identique d'un point de vue spectral (soit un accord d'une valeur de l'ISL), il n'est pas nécessaire d'aller au-delà de cette valeur. Il est à noter que si la force du réseau est trop importante, la réflectivité étant plus plate au niveau de son maximum, le laser peut devenir bimode si deux modes voient la même réflectivité.

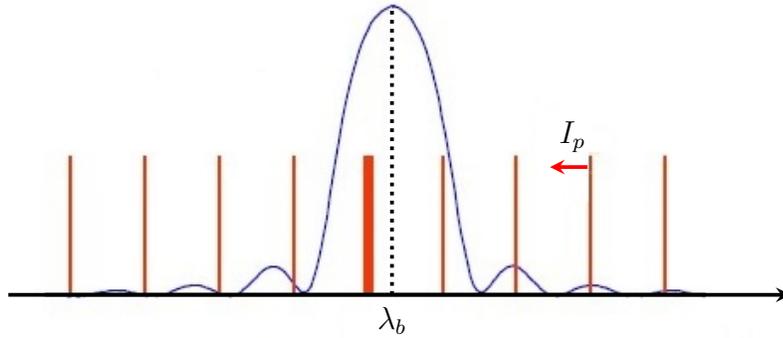


FIGURE 2.21: Décalage des modes Fabry-Perot d'une cavité sous l'effet de l'injection de courant dans la section de phase accordable.

Lors de l'injection de courant I_p , la densité de porteurs augmente uniquement dans les couches non intentionnellement dopées. Dans la première génération de composants, la couche guide passive de la puce IPHOS2 ayant été malencontreusement dopée N à des niveaux élevés, l'effet de l'injection des porteurs sur la section de phase s'est révélé très minime, comme nous pourrions le constater sur les mesures de caractérisation décrites au chapitre 3. Il faut cependant prendre en compte le fait qu'un faible dopage a un impact négatif sur la bande passante de la photodiode, qui partage la même couche guide que les sections passives, à cause de l'augmentation de la valeur de sa capacité électrique. Pour cette raison, nous décidons de ne doper qu'une partie de la couche guide en proportion des deux tiers de son épaisseur.

Il faut chercher à obtenir un fort confinement dans la couche guide et à utiliser un matériau autorisant une variation d'indice suffisamment forte

en fonction du courant. Plus la longueur d'onde de gap du matériau sera proche de la longueur d'onde d'émission, plus cette variation sera importante [92]; il faut néanmoins rester suffisamment éloigné afin de limiter les effets d'absorption par recombinaison. La section de phase étant définie à la même étape technologique que les autres sections passives et que la photodiode (voir section 2.3.1), le guide d'onde est constitué du même matériau quaternaire Q1.17 permettant un bon compromis entre variation d'indice et absorption.

Concernant la longueur de la section de phase, il est nécessaire de la définir suffisamment courte dans le but de maximiser la valeur de l'ISL par rapport à la stop-band ainsi que dans un souci de compacité, et suffisamment longue afin que l'accord par injection de porteurs soit assez important pour couvrir l'ISL. En choisissant par exemple une section de phase de longueur 100 μm pour deux sections de Bragg de longueur 1 mm, on obtient un ISL des modes longitudinaux de 0.44 nm pour une stop-band de largeur 0.8 nm. Entre deux sauts, un accord continu peut être obtenu par injection de porteurs; la variation de longueur d'onde est évaluée à 0.53 nm pour une variation de courant de 7.8 mA et pour un confinement de 42% dans le Q1.17, soit une valeur supérieure à l'ISL. Ce modèle théorique, appliqué à la puce IPHOS 2, présentant néanmoins un écart important avec les mesures effectuées (voir section 3.2.2), nous conserverons par précaution cette longueur de section de phase de 100 μm pour les puces IPHOBAC-NG. Ce choix est d'autant plus justifié que l'objectif principal n'est pas d'obtenir un accord important mais de rendre la section de phase fonctionnelle dans la construction d'une boucle d'asservissement à verrouillage de phase (voir section 3.3).

2.2.3 Conception de réseaux aléatoires pour la réduction de la largeur de raie des lasers

En supplément des efforts de conception du laser DFB proprement dit et de l'implémentation de sections HR pour la réduction de la largeur de raie, nous avons également travaillé dans ce but sur la conception d'une structure inédite à partir d'un réseau intégré de type aléatoire. Cette proposition a donné lieu à un dépôt de brevet [93].

Le principe est basé sur la rétroinjection optique du signal laser après une réflexion externe de faible amplitude qui permet, sous certaines conditions de phase, de réduire la largeur de raie de la source [94]. Néanmoins, le réflecteur externe occasionne selon sa position de fortes résonances dans le spectre de

bruit de phase associé, ces résonnances n'étant évidemment pas souhaitables pour un grand nombre d'applications.

Il a par ailleurs été démontré que lorsqu'on utilise plusieurs réflexions distribuées, il est possible de moyennner l'effet de résonance sur plusieurs fréquences [95]. L'idée est donc de réaliser une distribution aléatoire de la localisation des réflecteurs de manière à se retrouver dans un cas assez similaire à la rétrodiffusion Rayleigh [96] tout en évitant l'encombrement et les instabilités de la fibre optique [97]. Un tel dispositif étant par construction large bande, il permet non seulement de réduire la largeur d'une raie unique dans le cas d'une source laser monomode, mais également de réduire la largeur de chaque raie d'une source laser multimode.

A partir de travaux précédents [98], on peut évaluer, dans le cas d'une distribution aléatoire, le facteur de réduction de la largeur de raie ζ défini comme le rapport entre la largeur de raie initiale de la source laser et celle du dispositif laser muni de ses réflecteurs aléatoires. En négligeant les effets d'amplitude, ce facteur s'écrit (voir le calcul complet en annexe) :

$$\zeta = 1 + \frac{1}{2}(1 + \alpha_h^2) \sum_i \rho_i^2 \tau_i^2 \quad (2.27)$$

Il dépend :

- Du facteur de Henry α_h .
- Du taux de réflectivité k_i des réflecteurs avec pour hypothèse $k_i \ll 1$.
- Du temps d'aller-retour τ_i des photons entre le laser et les réflecteurs par hypothèse inférieurs au temps de cohérence de la source.

D'un point de vue pratique, la source laser et le guide d'onde forment un ensemble monolithique ; nous représentons l'ensemble de la structure en figure 2.22.

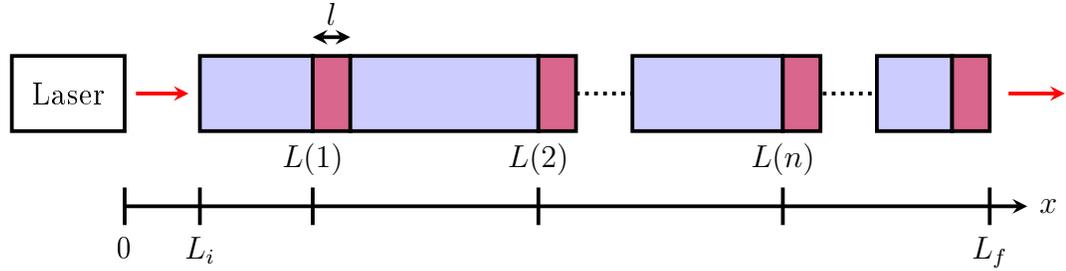


FIGURE 2.22: Représentation schématique du laser et du réseau aléatoire.

Les réflecteurs sont gravés sous forme de tranchées aléatoirement réparties le long du guide d'onde passif. Ces tranchées sont réalisées sur toute l'épaisseur du guide avec une longueur l . La position du n -ième réflecteur est donnée par : $L(n) = L_i + (L_f - L_i)x$, où L_i est la longueur entre la face de sortie de la source laser et la position du réflecteur le plus proche de cette face, L_f la longueur entre la face de sortie de la source laser et la position du réflecteur le plus éloigné de cette face et x une variable aléatoire comprise entre 0 et 1. Des simulations ont été réalisées à partir des matrices de transfert pour calculer la réflectance des réseaux aléatoires implémentés en considérant une distribution normale de 3300 tranchées en InP et de longueur $l = 120$ nm sur une longueur totale du guide passif en quaternaire de $L_2 - L_1 = 1$ mm. Les résultats de simulations sont présentés en figure 2.23. Ces simulations permettent de s'assurer du caractère suffisamment aléatoire du réseau en figurant une moyenne nulle de la phase de la réflectance. Par ailleurs, en termes d'amplitude, une réflectance moyenne de 40% est simulée, ce qui s'avère acceptable pour qu'il y ait suffisamment de lumière transmise en sortie.

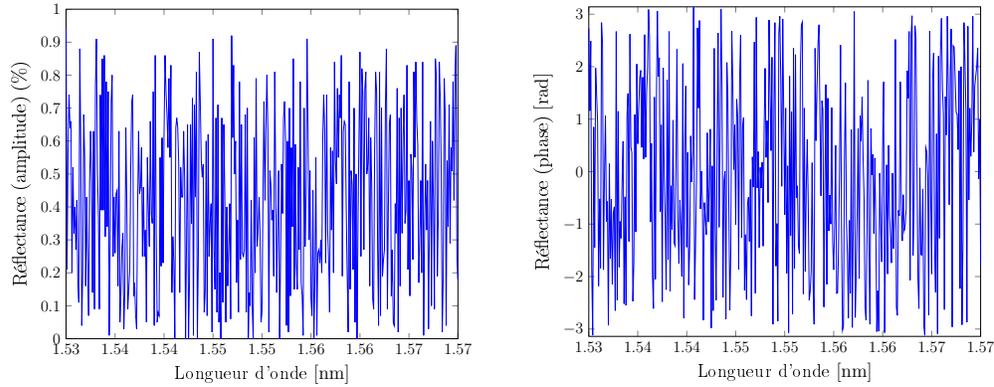


FIGURE 2.23: Simulation de réflectance en amplitude et en phase d'un réseau aléatoire.

2.2.4 Détermination du décalage en longueur d'onde

Afin de déterminer la longueur d'onde d'émission laser, il est nécessaire de prendre en compte le fonctionnement des différentes sections actives. Comme nous l'avons mentionné précédemment, la structure verticale des lasers, des SOA et des MEA est la même, excepté le fait que la section laser contient l'inscription d'un réseau de Bragg. Il n'est donc pas possible d'optimiser indépendamment ces différentes sections d'où la nécessité de faire des compromis.

A faible courant d'injection, les courbes de gain d'une section laser et d'un SOA de même dimension sont similaires du fait que la densité de porteur y est la même. En considérant une température constante et au-delà du courant de seuil, la densité de porteurs dans le laser est clampée, car les porteurs sont constamment consommés et transformés en photons, tandis qu'elle augmente de manière continue dans le SOA. En conséquence, la courbe de gain du SOA subit un décalage vers les faibles longueurs d'onde tandis que la courbe de gain du laser ne varie plus.

Concernant le MEA, lorsque celui-ci n'est soumis à aucune tension, le pic d'absorption excitonique est situé à une longueur d'onde légèrement inférieure à celle du pic de gain du laser au dessus du seuil, tel que représenté en figure 2.24. On définit alors le décalage en longueur d'onde (« detuning » en anglais) par l'écart en longueur d'onde entre cet exciton et la longueur d'onde d'émission définie par le réseau de Bragg spécifié.

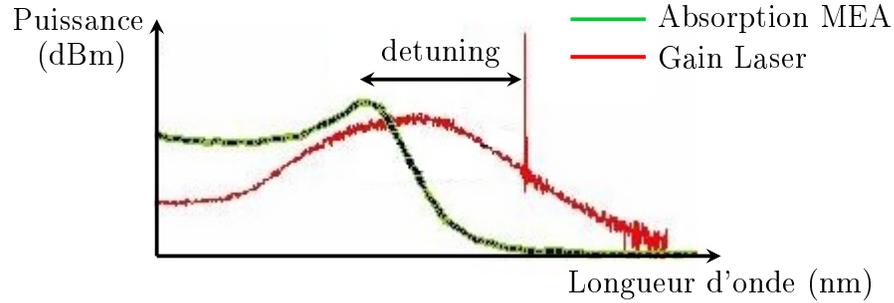


FIGURE 2.24: Position relative du gain laser et de l'absorption du MEA.

Dans la littérature, il est conseillé d'utiliser un détuning compris entre 30 nm et 60 nm [99] afin d'assurer à la fois un bon fonctionnement du laser et de bonnes performances de modulation.

Pour résumer, si nous désirons un fonctionnement optimal du signal laser amplifié par le SOA, il est préférable de positionner la longueur d'onde d'émission « à gauche » du pic de gain du laser. Inversement, pour un fonctionnement optimal du signal laser modulé par le MEA, il est préférable de positionner la longueur d'onde d'émission « à droite » du pic de gain du laser, là où le meilleur contraste de modulation sera obtenu avec des pertes raisonnables. Cet antagonisme conduit à faire un choix entre une meilleure amplification ou une meilleure modulation. Les composants issus de la première génération, dont le detuning avait été fixé à 25 nm, ont produit des niveaux de puissance suffisants mais des limitations en termes de fréquence de modulation. Nous décidons donc d'augmenter ce détuning à 30 nm pour la deuxième génération de composants, de manière à rendre la structure plus compatible avec un bon fonctionnement du MEA. Cette opération est réalisée en décalant la courbe de gain vers les plus faibles longueurs d'onde par une nouvelle adaptation de la composition du matériau quaternaire des puits quantiques qui sont déposés lors de la première reprise d'épitaxie.

2.2.5 Conception de la photodiode

En considérant notre objectif d'atteindre des fréquences de plusieurs dizaines de GHz, les photodiodes élaborées dans la conception du composant sont des structures de type unipolaire (UTC pour Uni Traveling Carrier)

dans lesquelles l'absorption des photons et l'évacuation des électrons se font dans deux zones distinctes. La couche absorbante, constituée d'un matériau ternaire GaInAs dopé P, est ainsi suivie d'une couche dite collectrice en matériau InP déplétée par le champ électrique, comme l'illustre la figure 2.25.

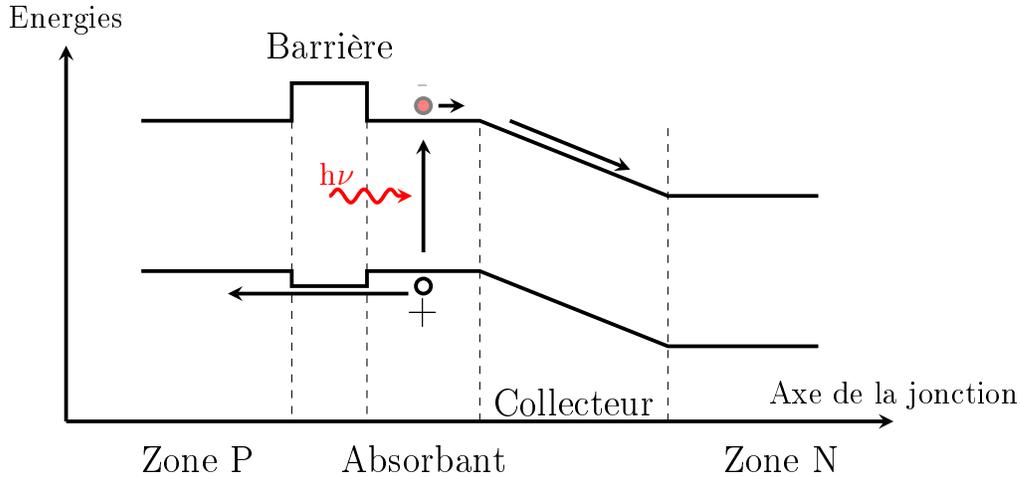


FIGURE 2.25: Structure de bande d'une photodiode UTC.

Les électrons photogénérés dans la couche absorbante diffusent vers le « collecteur » et dérivent alors rapidement à leur vitesse de saturation vers le contact N. Une barrière de diffusion, constituée d'une couche de matériau à grand gap et fortement dopée, empêche par ailleurs leur diffusion vers le contact P. Les trous photogénérés étant situés dans une zone où ils sont déjà les porteurs majoritaires, ils sont rapidement collectés par relaxation diélectrique dans la zone de contact P. Ainsi, le comportement dynamique d'une telle photodiode n'est plus restreint par les porteurs les plus lourds et seul le transport des électrons limite son temps de réponse. Moyennant plusieurs hypothèses selon le modèle de dérive-diffusion [100], on peut modéliser la réponse fréquentielle $H(\omega)$ de la photodiode comme le produit des réponses fréquentielles du premier ordre associées aux couches absorbante et collectrice et à la coupure RC du circuit tel que :

$$H(\omega) = H_{abs}(\omega)H_{coll}(\omega)H_{RC}(\omega) \quad (2.28)$$

où $H_{abs}(\omega) = \frac{1}{1+j\omega\tau_{abs}}$ est la réponse fréquentielle associée la couche absorbante et τ_{abs} le temps de transit des porteurs dans l'absorbant.

$H_{coll}(\omega) = \frac{1}{1+j\omega\tau_{coll}}$ est la réponse fréquentielle associée la couche collectrice et τ_{coll} le temps de transit des porteurs dans le collecteur.

$H_{RC}(\omega) = \frac{1}{1+j\omega\tau_{RC}}$ est la réponse fréquentielle correspondant à la coupure RC et $\tau_{RC} = 1/(R_c + R_s)C_j$ le temps caractéristique correspondant avec R_s et C_j la résistance série et la capacité de jonction de la structure et R_c la résistance de charge.

Dans le cas d'une photodiode UTC, la tension de polarisation étant reportée uniquement sur le collecteur, la capacité de jonction C_j s'écrit :

$$C_j = \frac{S\epsilon_c}{W_{coll}} \quad (2.29)$$

avec S la surface de la photodiode, W_{coll} l'épaisseur de la couche collectrice et ϵ_c la permittivité électrique de la couche collectrice.

Le principal avantage de la photodiode UTC sur la photodiode PIN est l'évacuation rapide de la zone d'absorption en porteurs, évitant les phénomènes d'écrantage du champ lorsque le composant est soumis à de fortes puissances optiques [101]. Un autre avantage est qu'il est possible d'ajuster l'épaisseur de la zone absorbante indépendamment de l'épaisseur du collecteur. Il reste néanmoins un compromis à réaliser entre le temps de transit des électrons dans le collecteur (proportionnel à W_{coll}) et la constante de temps RC due à la capacité de la jonction (inversement proportionnelle à W_{coll}). En optimisant ces différents paramètres, une bande passante record de 310 GHz a ainsi été reportée [102]. Par ailleurs, la possibilité d'intégrer monolithiquement des guides passifs avec une photodiode UTC possédant une bande passante supérieure à 100 GHz a été démontrée par le passé sur des composants réalisés au III-V Lab à l'aide d'un processus de fabrication compatible avec l'intégration de sections actives [103]. Enfin, la meilleure conductivité thermique du collecteur en InP comparé au GaInAs [104] [105] et l'épaisseur généralement plus faible de la zone désertée d'une structure UTC conduisent à un meilleur comportement thermique par rapport aux structures PIN, tout en lui permettant de supporter des photocourants plus élevés.

L'effort de conception de la photodiode porte majoritairement sur l'optimisation de l'épaisseur et de la surface des couches de la structure UTC de

manière à obtenir une bande passante élevée tout en conservant un bon rendement quantique de conversion optique/électrique. Selon le modèle dérive-diffusion, il n'y a pas de limitation due au temps de transit des porteurs pour des épaisseurs d'absorbant de l'ordre de 100 nm, ce qui s'avère suffisant pour obtenir une efficacité quantique acceptable. Les limitations concernant le temps de transit des porteurs dans la couche collectrice apparaissent pour des épaisseurs importantes. Par contre, pour des épaisseurs faibles, il convient de prendre en compte les effets capacitifs de cette couche et la réponse RC devient prédominante. La figure 2.26 représente la bande passante à -3 dB en fonction de l'épaisseur du collecteur estimée par la simulation de la réponse fréquentielle de la photodiode à l'aide du modèle de dérive-diffusion.

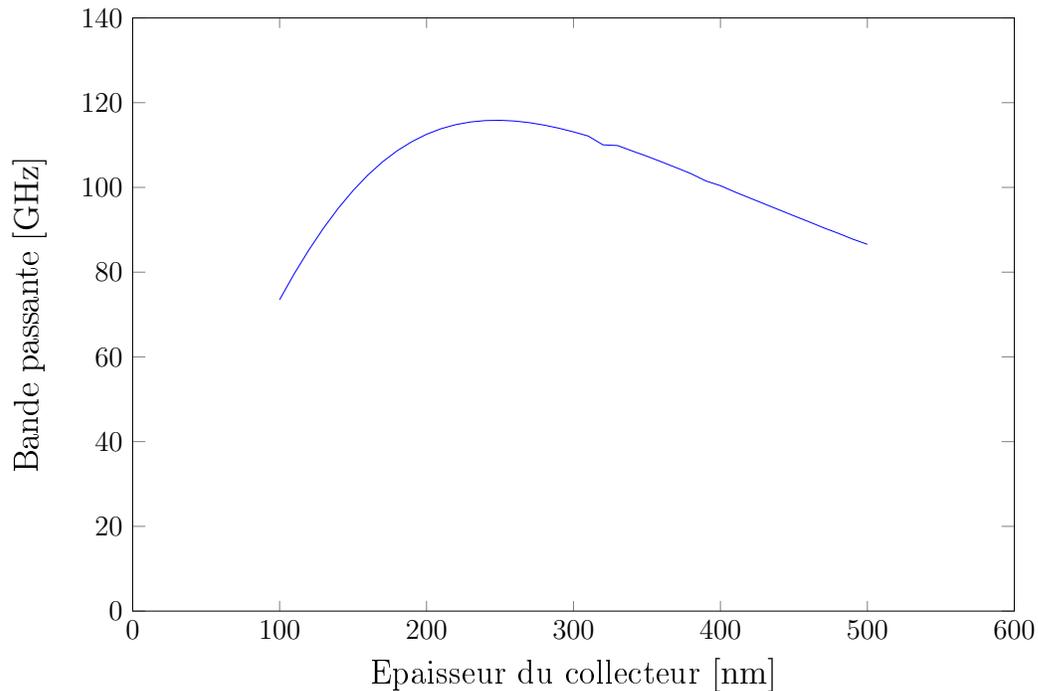


FIGURE 2.26: Simulation de la bande passante de la photodiode UTC en fonction de l'épaisseur du collecteur.

Les paramètres utilisés sont les suivants : surface de la photodiode $S = 45 \mu\text{m}^2$; épaisseur de la couche absorbante $W_{abs} = 110 \text{ nm}$; épaisseur de la couche d'InP-P $W_{InP-P} = 1100 \text{ nm}$; vitesse de saturation des électrons $v_s = 1e7 \text{ cm/s}$; potentiel électrique aux bornes de l'absorbant $\psi_{abs} = 20\text{mV}$. Ces simulations nous permettent de visualiser les deux évolutions antagonistes des effets capacitifs et de temps de transit des porteurs. Une épaisseur intermédiaire, fixée à 300 nm, est choisie par compromis entre ces deux effets, avec une bande passante à - 3 dB espérée de l'ordre de 110 GHz.

Afin d'améliorer davantage cette bande passante, il est également intéressant d'envisager la réduction de la résistance série de la structure en effectuant une étape supplémentaire de gravure de la couche d'InP-P au dessus des couches d'absorption. Il est cependant nécessaire de tenir compte du fait qu'une trop forte réduction de cette couche d'InP-P entraîne des effets d'absorption parasite dans les couches de contact fortement dopées qui peuvent dégrader la forme du mode optique et l'efficacité de la photodiode. On peut observer ces effets d'absorption parasite sur la figure 2.27 représentant des simulations de propagation pour différentes valeurs d'épaisseur d'InP-P.

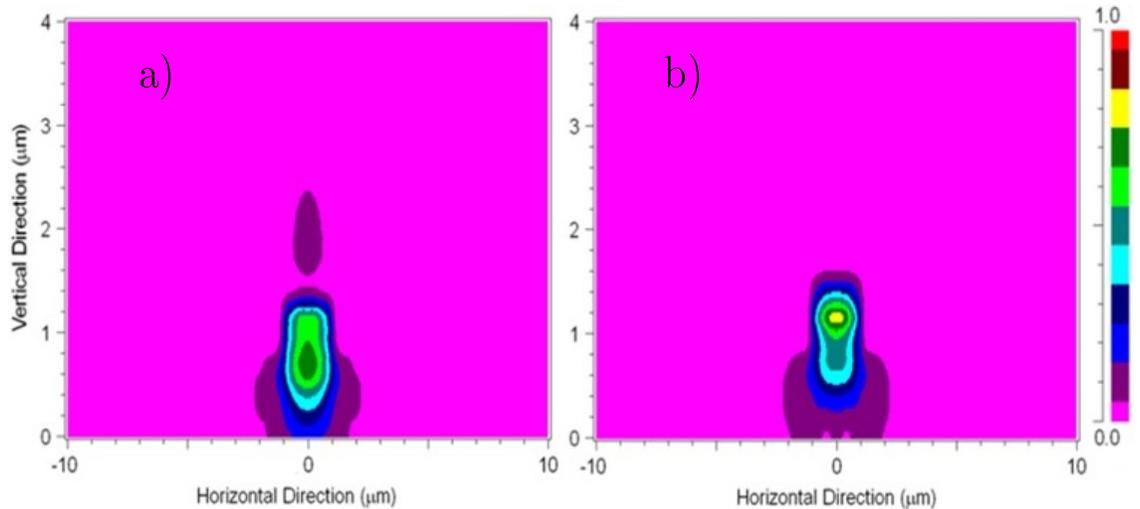


FIGURE 2.27: Simulation de propagation dans la structure UTC pour une épaisseur d'InP-P de 100 nm (a) et 400 nm (b).

Les simulations nous montrent que pour des épaisseurs d'InP-P supérieures à 300 nm, l'absorption dans les couches de contact n'évolue quasiment plus. Cette valeur est donc considérée comme optimale, elle nous permet d'augmenter la bande passante pour atteindre 115 GHz.

Enfin, le dernier facteur pouvant dégrader la bande passante de la photodiode est sa dimension surfacique. En effet, la capacité de la jonction peut se trouver augmentée si la surface de photodiode est trop importante. Il convient néanmoins d'assurer une dissipation thermique suffisante pour ne pas limiter la puissance de sortie. Le compromis réalisé spécifie finalement la surface de la photodiode à une valeur de $45 \mu\text{m}^2$.

Par ailleurs, en dehors des considérations sur la bande passante, nous utiliserons des photodiodes inclinées par rapport à l'axe de la puce, la lumière étant acheminée par des guides d'onde courbés afin de minimiser les effets de réflexion tels que nous avons pu les observer lors des test de caractérisations de la puce IPHOS2 et pouvant perturber les mesures de transmission.

2.2.6 Étude de la propagation du mode optique

Afin de nous assurer de la bonne propagation du signal lumineux le long du composant, il convient d'optimiser la structure selon plusieurs critères :

- Obtention de modes propres optiques.
- Confinement dans les puits quantiques compris entre 2 et 4 %.
- Transition efficace des modes optiques entre les zones actives et passives.
- Confinement minimum dans les couches de contact.

Les figures suivantes représentent les simulations réalisées à l'aide du logiciel Alcor pour s'assurer de l'obtention d'un mode de propagation unique pour les sections actives et passives.

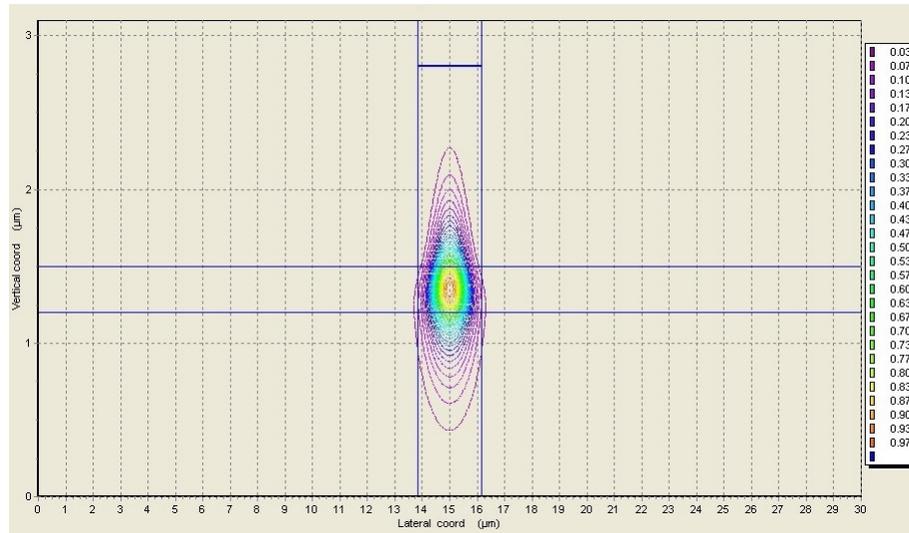


FIGURE 2.28: Simulation de mode propre de propagation optique dans la section active.

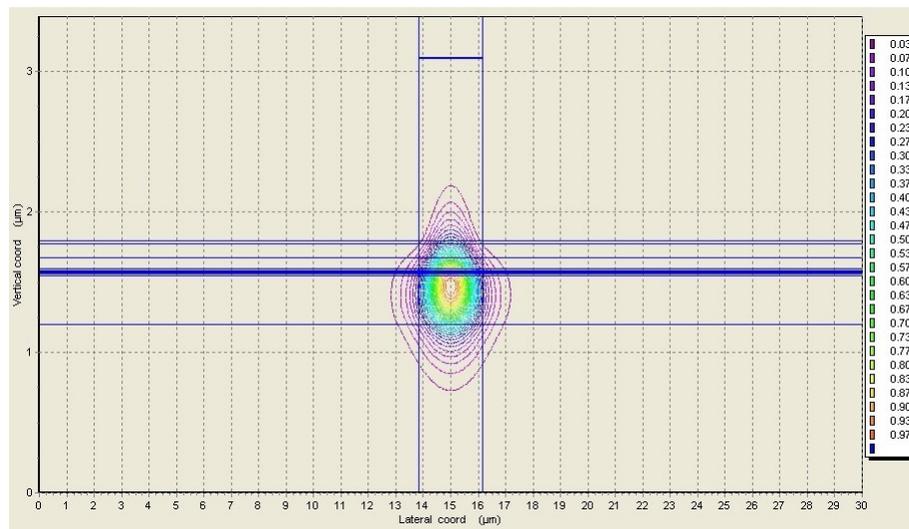


FIGURE 2.29: Simulation de mode propre de propagation optique dans la section passive.

L'épaisseur des différentes couches doit par ailleurs être optimisée de manière à ce que le recouvrement des modes optiques entre les deux sections soit suffisamment fort et pour éviter une modification brusque d'indice effectif. La transition peut également être affectée d'un phénomène de réflexion à l'interface du fait de la technologie « Butt-joint » nécessitant une gravure puis une reprise d'épitaxie de la couche active (voir section 2.3.2). Afin de s'en prémunir autant que possible, cette interface est dessinée avec une inclinaison de 15° par rapport à l'axe transversal du guide d'onde. Le logiciel BeamPROP (commercialisé par l'entreprise RSoft [106]) permet par ailleurs de simuler le comportement des modes optiques en fonction de la configuration longitudinale du composant. On représente par exemple en figure 2.30 le profil de propagation à l'interface actif/passif, ce qui permet d'évaluer les pertes de transitions entre 10% et 15%.

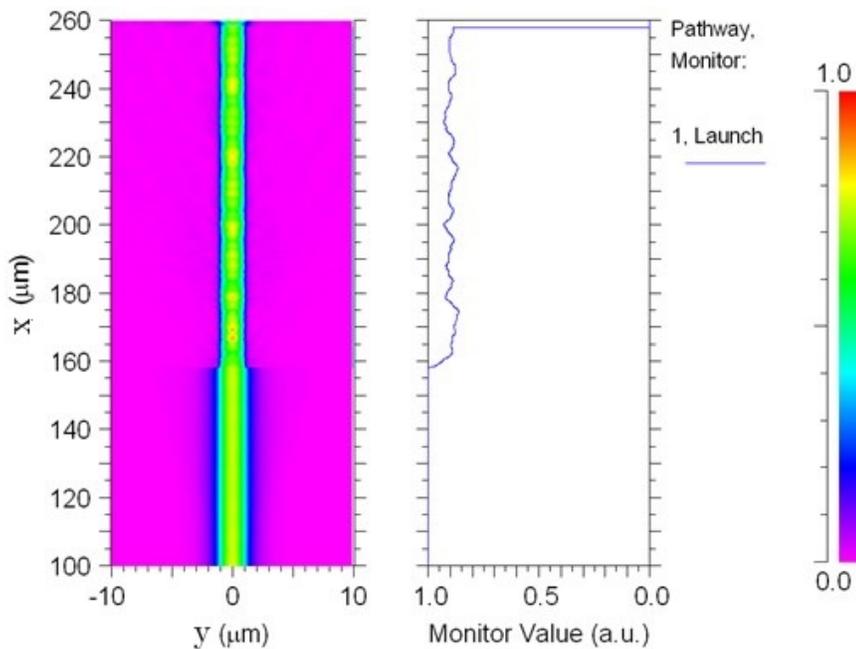


FIGURE 2.30: Profil de propagation à l'interface actif/passif.

L'épaisseur de la couche supérieure d'InP dopée P est également un élément à prendre en compte. Une forte épaisseur permettra ainsi de réduire les pertes de propagation en limitant l'absorption ayant lieu dans les couches

de contact en GaInAs très fortement dopées P, celles-ci étant nécessaires à la formation d'un bon contact ohmique avec les électrodes. Cela aura en revanche, comme nous l'avons évoqué précédemment, une répercussion négative sur la bande passante de la photodiode, affectée alors d'une résistance série d'autant plus élevée, ainsi que sur son comportement thermique.

2.3 Technologie de fabrication du PIC

La conception des composants est suivie du dessin des masques lithographiques comportant l'ensemble des motifs élaborés, réalisé par le moyen d'un logiciel de CAO. Par la suite, on effectue les étapes technologiques en salle blanche à l'aide de ces masques pour former l'architecture désirée des composants sur une plaque circulaire de substrat (wafer).

La fabrication de nos sources photoniques suit un procédé technologique relativement complexe. Il convient en effet d'intégrer de manière efficace des sections de structure différentes, avec notamment l'association de zones actives (avec puits quantiques dans les couches de cœur : DFB, SOA, MEA) et de zones passives (sans puits quantiques dans les couches de cœur : coupleur MMI, sortie optique, guide d'onde en direction de la photodiode). Enfin, la zone photodiode contient des couches spécifiques d'absorption afin de convertir la lumière en signal électrique. Les étapes de fabrication représentant toujours un facteur de risque, il est important de limiter autant que possible leur nombre, ce qui implique la nécessité de penser conjointement la fabrication des composants et leur conception.

2.3.1 Première croissance épitaxiale

La première étape de technologie consiste à faire croître sur le substrat les couches semi-conductrices communes aux différentes sections. On utilise pour cela la technologie d'épitaxie par jets moléculaires à sources gazeuses (GS-MBE pour Gas Source Molecular Beam Epitaxy) qui repose sur l'interaction de jets moléculaires avec le substrat chauffé à plusieurs centaines de degrés, le processus ayant lieu dans une enceinte soumise à un ultravide afin d'éviter toute contamination. Les jets sont obtenus par le chauffage des cellules contenant des sources solides d'éléments III et des précurseurs gazeux d'éléments V, la température de chauffage permettant de contrôler précisément le flux moléculaire arrivant sur l'échantillon. Le substrat utilisé est constitué d'InP semi-isolant, de manière à obtenir des performances accrues en termes de réponse fréquentielle en évitant les effets parasites indésirables. Nous représentons ci-dessous le dépôt pleine plaque formé lors de la première épitaxie.

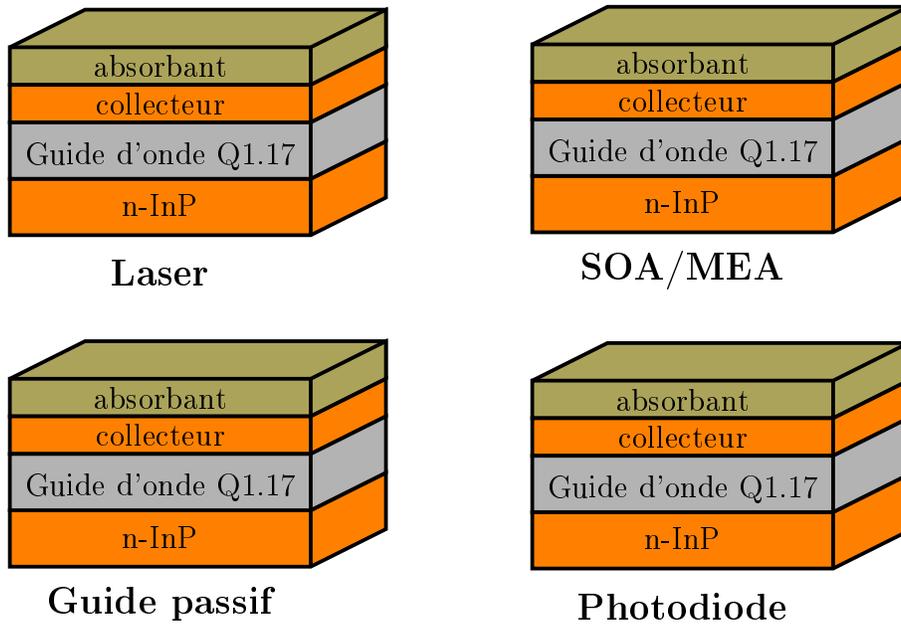


FIGURE 2.31: Structure des différentes sections du composant à l'issue de la première épitaxie.

2.3.2 Formation des zones actives et passives

Il convient désormais de délimiter la zone photodiode des autres sections du composant. Pour cela, elle est protégée par un masque dur en SiO_2 lors de la gravure des couches d'absorption sur les autres zones à l'aide d'un système de torche à plasma (ICP). De cette manière, les zones passives sont définies avec leur guide d'onde en matériau quaternaire Q1.17. L'étape suivante consiste à former les zones actives qui correspondent aux lasers, SOA et MEA de notre composant, toutes ces zones étant identiques en termes de structure verticale afin de rendre le processus de fabrication plus simple et plus fiable. Nous réalisons tout d'abord une gravure ionique du guide passif au niveau des zones définies, les autres zones étant protégées par une couche protectrice. On procède alors à une recroissance des couches semi-conductrices actives composées de multi-puits quantiques (MPQ) ainsi que de la couche réseau par GS-MBE. Cette étape est particulièrement délicate dans la réalisation de l'aboutement (plus couramment appelé Butt-joint) entre les sections actives et les sections passives dont l'alignement se doit d'être précis. Le schéma suivant représente la structure du composant à l'issue de cette étape.

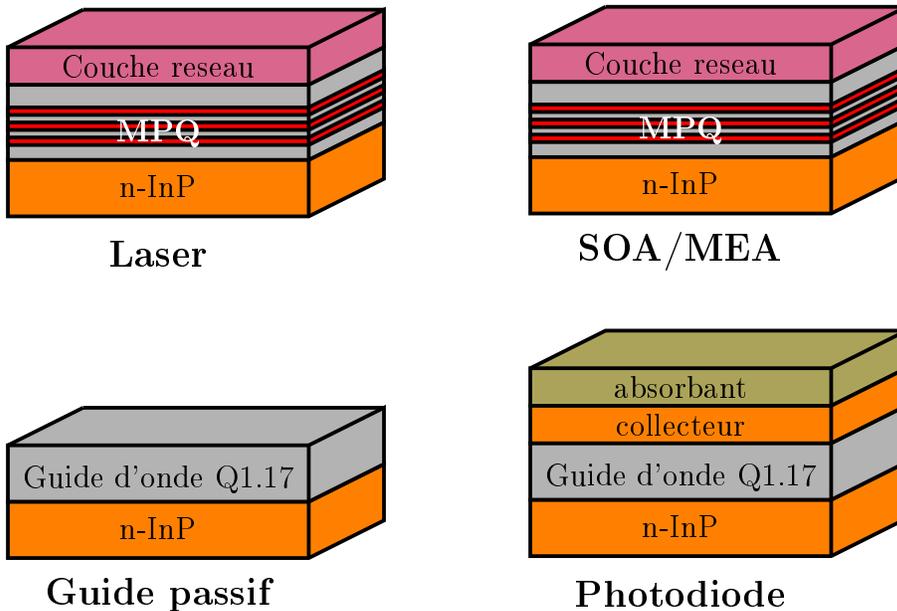


FIGURE 2.32: Structure des différentes sections du composant après la définition des zones actives et passives.

2.3.3 Réseaux Haute Réflexion (HR)

Comme nous l'avons déjà évoqué, les réseaux HR sont implémentés dans l'architecture du composant afin d'améliorer la largeur de raie des lasers DFB. Le challenge est de réaliser une gravure à fort rapport d'aspect et sans dommage sur une profondeur supérieure à 600 nm afin d'atteindre la couche inférieure d'InP-N, ceci pour garantir une réflexion suffisante. Après avoir déposé un masque diélectrique surmonté d'une couche de résine photosensible, le masque du réseau est écrit par lithographie électronique e-beam sur la résine (la lithographie classique n'étant pas utilisable du fait des dimensions du réseau de l'ordre de la centaine de nm) puis transféré successivement dans le masque dur et dans le matériau III-V par gravure ionique.

La technologie utilisée pour la formation des réseaux aléatoires est réalisée en même temps que celle des réseaux HR. Elle consiste également à graver des tranchées profondes, mais cette fois-ci dans les sections passives.

Nous pouvons observer le profil de gravure des réseaux profonds HR sur la photographie ci-dessous. Cette photographie, réalisée par microscope électronique à balayage, est issue d'un test préliminaire dans lequel les réseaux ont

été gravés de manière trop importante jusqu'à une profondeur de $1.24\ \mu\text{m}$, ce qui explique la déformation que nous pouvons apercevoir dans le fond des tranchées.

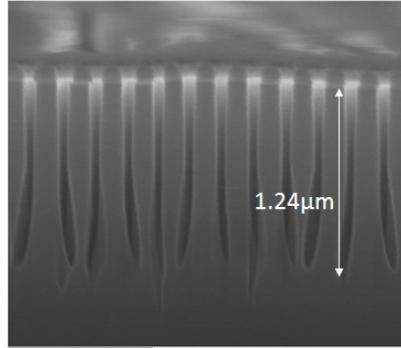


FIGURE 2.33: Photographie des réseaux HR réalisée à l'aide par microscopie électronique à balayage.

2.3.4 Formation des réseaux de Bragg et seconde reprise d'épitaxie

Afin de séparer les sections lasers des autres sections actives, il convient tout d'abord de supprimer la couche de réseau au niveau de ces dernières afin d'éviter les effets de capacité parasite pouvant restreindre les performances de modulation. Cette étape est réalisée par gravure chimique sélective du matériau quaternaire. Pour définir les réseaux de Bragg au niveau des lasers, on inscrit le motif désiré sur la longueur de cette section par e-beam sur une résine photosensible surplombant une couche de silice (SiO_2) déposée au préalable. Le motif est ensuite transféré par gravure dans la couche de silice puis dans la couche réseau. A l'issue de cette gravure du réseau, une seconde reprise d'épitaxie dans laquelle une couche d'InP dopée P est déposée pleine plaque de manière à former un réseau de Bragg alternant des dents en GaInAsP et en InP. Sont également déposées lors de cette étape les couches de contact en matériau ternaire GaInAs fortement dopées P. Ces couches sont nécessaires à la formation d'un bon contact ohmique avec les électrodes qui serviront à faire circuler le courant électrique dans les couches actives et dans la photodiode.

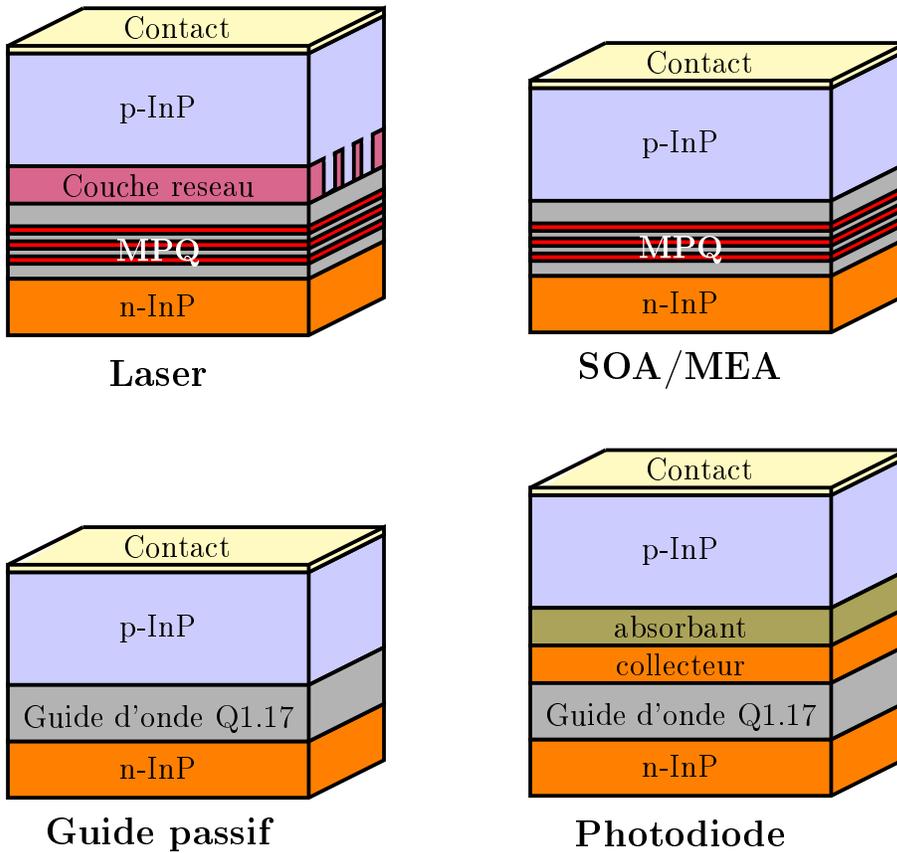


FIGURE 2.34: Structure des différentes sections du composant après la définition des réseaux de Bragg et la reprise d'épitaxie InP-p.

2.3.5 Réalisation du ruban

Après avoir isolé électriquement les différentes sections entre elles par implantation de protons au niveau de leurs frontières, on réalise la formation du guide d'onde sur la structure. Pour ce faire, on procède à une gravure sélective de l'InP. La définition des rubans est représentée pour chaque section sur la figure ci-dessous.

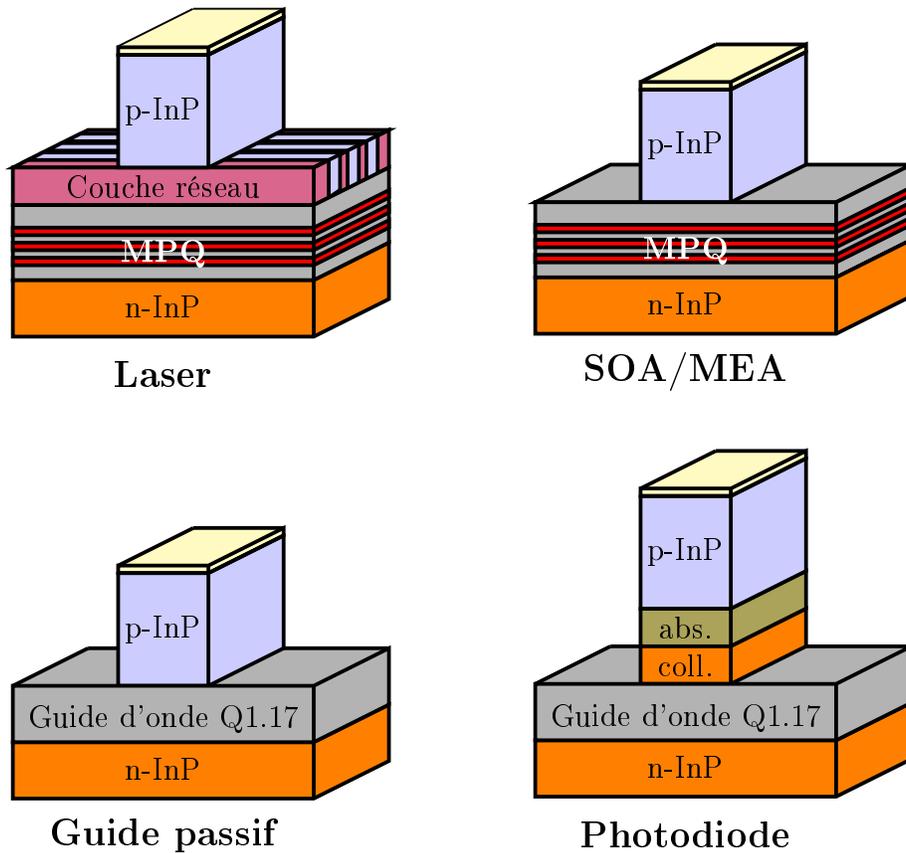


FIGURE 2.35: Structure des différentes sections du composant à l'issue de la formation des rubans.

2.3.6 Formation des électrodes de contact et dernières étapes technologiques

Une série de gravures et de dépôts métalliques en Titane/Platine/Or est ensuite réalisée pour définir les électrodes de contact sur les différentes sections du composant. Il est important d'éviter les effets de courant de fuite et de capacité parasite entre les électrodes P et N, notamment au niveau de la photodiode. Pour cela, on réalise à leur voisinage la formation de « caissons » qui consiste en une gravure profonde des matériaux jusqu'au substrat semi-isolant. Les électrodes formées autour de la photodiode sont de type « coplanaires » (Masse-Signal-Masse) ; elles permettent le test sous pointes des

dispositifs et sont notamment bien appropriées aux signaux hyperfréquences [107].

La dernière étape technologique en salle blanche consiste à amincir et à polir le substrat avant de métalliser la face arrière du composant. La photographie suivante représente le composant de première génération finalisé, conformément au dessin représenté en figure 2.15. Les électrodes de contact P correspondent aux zones rectangulaires dorées jouxtant le guide d'onde pour chaque section. Les électrodes de contact N sont quant à elles situées à l'extérieur des électrodes de contact P, un canal constitué de polymère BCB (apparaissant ici en noir) remplissant les caissons qui les séparent. Enfin, le contact coplanaire des photodiodes apparaît à l'extrémité droite de la photographie.

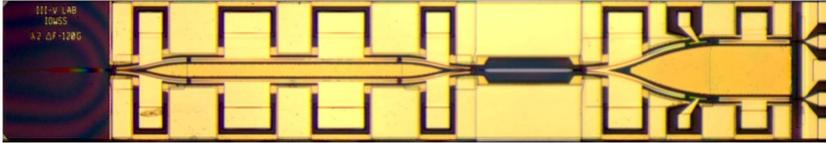


FIGURE 2.36: Photographie de la puce IPHOS finalisée.

Conclusion du second chapitre

Développer la première source photonique millimétrique totalement intégrée sur phosphore d'Indium (InP) est le challenge que nous avons poursuivi au III-V Lab. Basé sur le principe du photomélange optique, le composant envisagé est formé de deux lasers fonctionnant autour de 1550 nm, de modulateurs (MEA), d'amplificateurs (SOA), de coupleurs optiques et d'une photodiode très rapide afin de générer un battement hyperfréquence accordable sur une large bande de fréquence.

Cet objectif a exigé un travail de conception avancé sur la structure verticale du composant. Celui-ci intégrant à la fois des sections actives et passives ainsi que des sections photodiode, l'optimisation de la conception ne peut se faire sans prendre en compte l'impact d'une zone sur une autre, ce qui implique des compromis importants tout en assurant des performances conformes aux objectifs, notamment en termes de gamme d'accord et de bande passante.

Par ailleurs, la complexité du composant engage à penser fortement à l'optimisation du processus de fabrication parallèlement à la conception, en essayant notamment de limiter au possible le nombre d'étapes. Ce processus commence par une épitaxie consistant à déposer les couches de photodiode, puis se poursuit par une série de gravures et de reprises d'épitaxie afin de distinguer les différentes sections et de dessiner les guides d'onde en ruban. La réalisation des lasers est effectuée quant à elle par une lithographie électronique e-beam afin de graver le réseau de Bragg. La complexité du processus n'a pas permis d'achever la fabrication des composants intégrant les optimisations issues du travail de thèse. Cette fabrication est toujours en cours et les premiers composants devraient être disponibles lors de l'année 2016.

Dans le chapitre qui suit nous évaluerons les performances statiques et dynamiques obtenues par le composant réalisé lors du premier processus de fabrication afin de valider le concept. Les caractérisations se focaliseront plus particulièrement sur son application à la transmission de données sans fil à haut-débit.

Chapitre 3

Caractérisation statique et dynamique du PIC et application à la transmission de données sans fil

Dans le chapitre précédent nous avons décrit la source hyperfréquence photonique intégrée et son processus de fabrication, il convient désormais de tester les composants obtenus pour s'assurer de leur bon fonctionnement et pour analyser leurs performances. Dans cette partie nous décrirons donc le processus de caractérisation qui a été mis en place dans cette optique. Les bancs de mesure statique et dynamique permettant de réaliser le test des briques de base en particulier et de la source en général seront ainsi présentés. Nous interrogerons en particulier la capacité de notre composant à remplir les deux principaux objectifs du projet, c'est à dire de disposer d'une source largement accordable jusqu'aux fréquences millimétriques et utilisable comme émetteur dans une transmission de données sans fil à haut débit.

3.1 Configuration des tests

La diversité des caractérisations exige la mise en place d'un banc de test adapté, les composants étant conditionnés au préalable. Toutes les mesures décrites par la suite sont effectuées sur les puces issues de la première génération.

3.1.1 Préparation finale des composants : clivage, montage et câblage

A l'issue du processus de fabrication, les composants sont disposés en grand nombre sur une plaque en forme de disque (wafer). Il est alors nécessaire de procéder au clivage de la plaque afin de séparer les puces individuellement suivant un des plans cristallographiques du substrat. Les puces sont ensuite montées sur des embases en nitrure d'aluminium (AlN) par soudure or/étain ; on parle de montage « P-side up » car le substrat se situe du côté de l'embase. On réalise enfin le câblage électrique du composant ; pour cela, deux éléments en alumine sur lesquels des pistes électriques sont dessinées sont tout d'abord soudées de part et d'autre de la puce, l'une correspondant à l'alimentation en courant continu, et l'autre à l'alimentation en courant haute fréquence. Les pistes sont alors connectées aux électrodes de la puce par l'intermédiaire de fils d'or. On peut se figurer la puce montée et câblée sur la photographie ci-dessous.

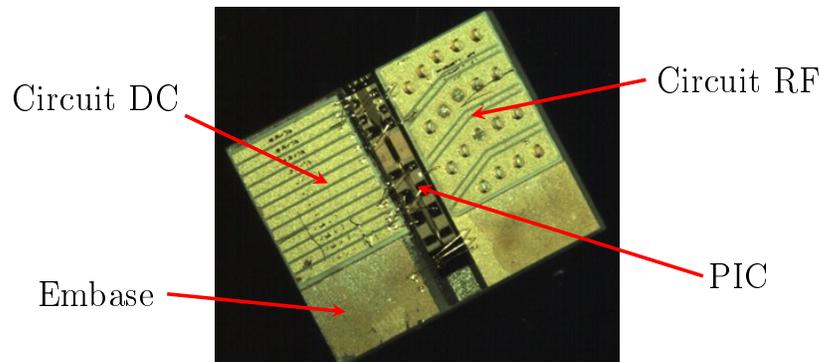


FIGURE 3.1: Photographie représentant la puce IPHOS montée sur embase et câblée aux pistes électriques .

La multipiste correspondant à l'alimentation en courant continu est située à gauche de la puce reportée au centre et est constituée de 12 pistes indépendantes permettant de polariser les différentes sections du composant. La piste RF est quant à elle située à droite de la puce.

3.1.2 Banc de mesure

La complexité du composant a nécessité d'étudier une configuration particulière du système de mesure. Il convient en effet de contrôler les différentes entrées et sorties électriques ou optiques, qu'elles soient de nature continue ou haute fréquence, ainsi que la dissipation thermique de la puce. Le banc de mesure est représenté sur la figure 3.2.

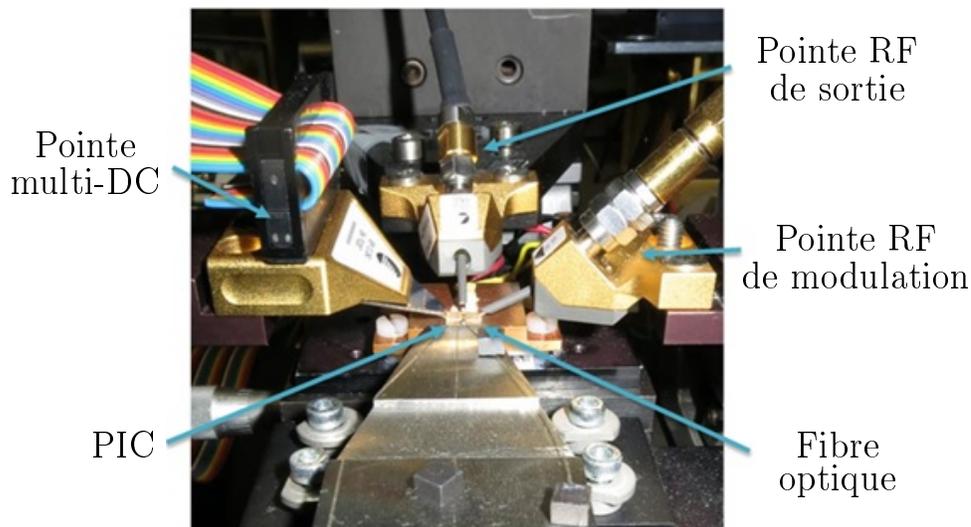


FIGURE 3.2: Photographie représentant le banc de mesure mis en place pour effectuer les caractérisations.

Sur cette photographie on peut apercevoir au centre le composant monté sur embase et disposé sur un support relié à un contrôleur de température à éléments Peltier. Au premier plan figure le support de fibre optique destiné à récupérer le signal provenant de la sortie optique de la puce. On aperçoit à gauche la pointe multi-DC, qui vient alimenter les différentes sections du

composant en courant continu, et à droite la pointe RF qui permet notamment d'injecter le signal de donnée à la section MEA. Enfin, la dernière pointe en arrière-plan permet de polariser la photodiode en tension inverse et d'y récupérer le signal de sortie hyperfréquence en se posant directement sur les électrodes correspondantes. Ce dispositif va nous permettre d'effectuer les caractérisations nécessaires à l'évaluation de nos composants, et ce dans les configurations les plus variées.

3.2 Caractérisation du composant

3.2.1 Caractérisation du laser

Les premières mesures à réaliser consistent à s'assurer du bon fonctionnement des lasers. Il est tout d'abord important de s'assurer qu'ils fournissent une puissance optique suffisante et des courants de seuil acceptables. Pour le savoir, on dispose une sphère intégratrice au niveau de la sortie optique du composant de manière à récupérer l'intégralité de la puissance lumineuse issue des lasers. On représente ci-dessous la puissance optique de sortie obtenue pour chaque section laser en fonction du courant qui lui est fourni ; dans les deux mesures le MEA situé avant la sortie optique est polarisé avec un courant de 150 mA.

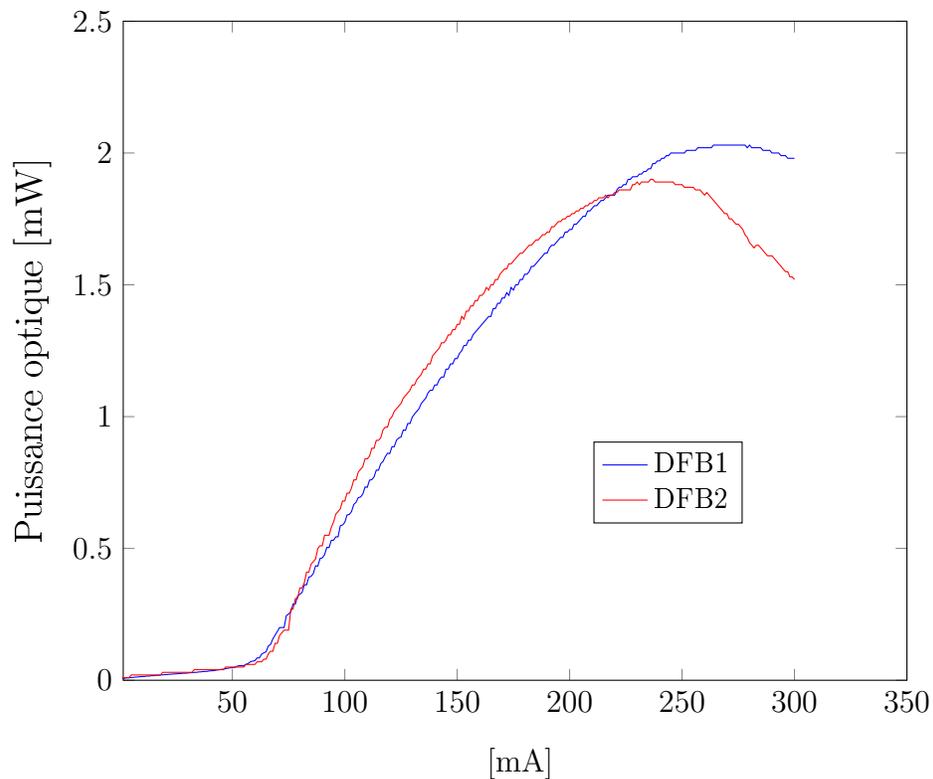


FIGURE 3.3: Puissance optique de sortie en fonction du courant de polarisation des DFB.

Nous obtenons dans les meilleurs cas des puissances légèrement supérieures à 1 mW avec des courants de seuil qui se situent quant à eux généralement entre 50 et 90 mA. Ces valeurs nous renseignent sur le bon comportement global de nos lasers. Nous observons également des phénomènes de saturation lorsque les courants de polarisation des sections lasers deviennent supérieurs à 250 mA. Il est à noter que les puissances obtenues lorsque l'on utilise une fibre optique pour récupérer le signal lumineux sont plutôt de l'ordre de la centaine de microwatt du fait de la forte divergence du faisceau.

En effet, la mesure du champ lointain, présenté en figure 3.4, révèle la mauvaise qualité du faisceau lumineux après quelques dizaines de millimètres de propagation en espace libre. La mesure est réalisée à l'aide d'une barrette de capteurs CCD sur une tranche du faisceau. La rotation du capteur permet de reconstituer l'image complète du faisceau en deux dimensions.

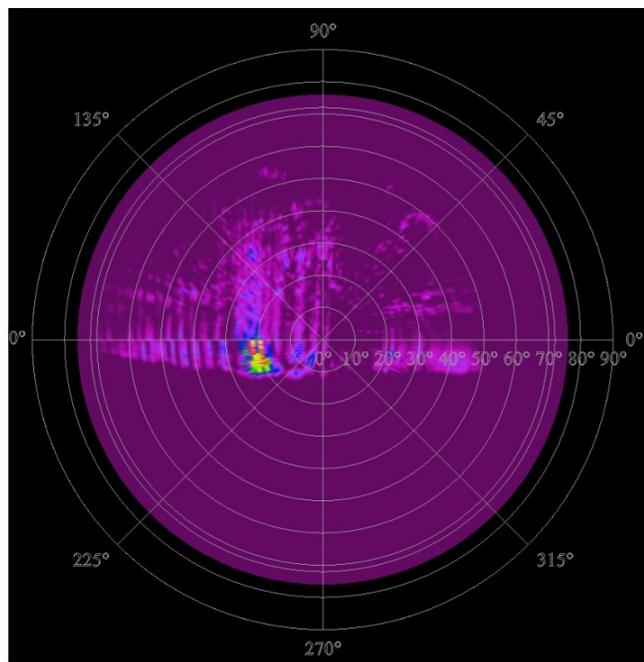


FIGURE 3.4: Mesure du champ lointain de la sortie optique du PIC.

Nous remarquons l'étalement important de la tâche principale pour un angle de 23° , cet angle correspondant à l'angle de réfraction dans l'air après la sortie optique du PIC inclinée à 7° par rapport à l'axe longitudinal. La présence d'une tâche secondaire pour un angle faible indique qu'une partie de la lumière ne suit pas cette inclinaison et sort selon un axe perpendiculaire à la face de sortie du composant.

Enfin, nous pouvons observer des franges d'interférences qui révèlent que des phénomènes de diffraction de lumière ont lieu à l'intérieur de la puce et sur l'embase; ils sont liés à des défauts de guidage qu'il conviendra de corriger lors des prochaines conceptions. Ces derniers ne présentent pas un problème pour l'utilisation du composant, le couplage par fibre lentillée se faisant suffisamment près de la facette de sortie pour que la lumière soit collectée avant sa réflexion sur l'embase.

La mesure de champ proche, qui permet d'imager le faisceau lumineux sur la face de sortie du PIC à l'aide d'une caméra infrarouge et d'un objectif de microscope, vient confirmer la perte de lumière dans le virage du guide de sortie. Elle nous présente en effet, en figure 3.5, deux tâches séparées de $25\ \mu\text{m}$, ce qui correspond à l'écart sur le plan horizontal entre l'entrée et la sortie du virage. La première, de forte intensité à droite de la figure, correspond à la sortie du guide, et la seconde aux pertes linéaires dues au virage.

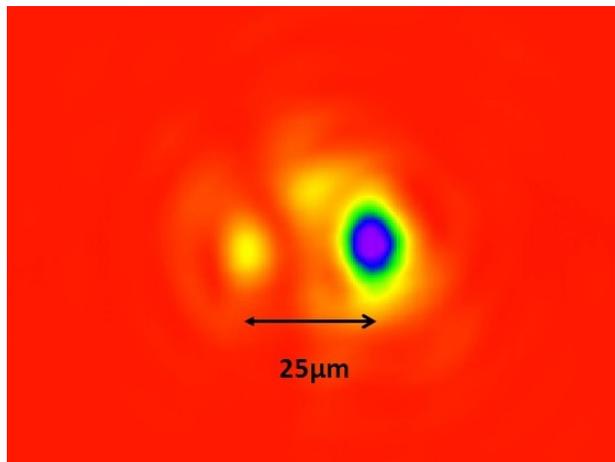


FIGURE 3.5: Mesure du champ proche en sortie du PIC.

Le comportement électrique des sections laser se doit également d'être étudié afin de détecter d'éventuels courants de fuite et d'estimer l'échauffement par effet Joule. La figure ci-dessous représente ainsi les résultats de mesure de tension en fonction du courant de polarisation et les valeurs de résistance série qui en sont dérivées.

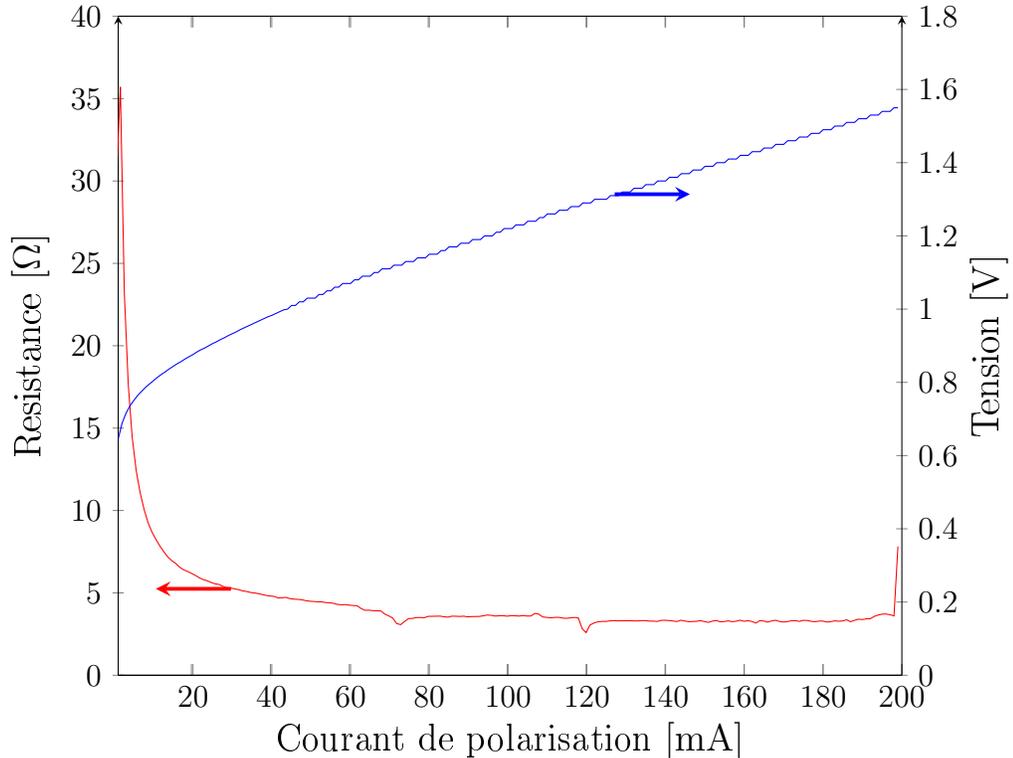


FIGURE 3.6: Mesure de la tension et de la résistance série du DFB en fonction du courant de polarisation.

Les mesures nous permettent d'estimer la résistance série de nos lasers à environ 4Ω au-delà du seuil. Cette valeur assez élevée pour des sections de 1 mm nous renseigne sur la faible efficacité énergétique de nos composants.

Il est également important d'évaluer l'accord en longueur d'onde des lasers. Comme nous l'avons évoqué, cet accord est de nature thermique ; il est la conséquence de l'échauffement des matériaux semi-conducteurs lorsque le courant de polarisation I augmente. Nous représentons ci-dessous une mesure d'accord typique réalisée à l'aide d'un analyseur de spectre optique (ASO).

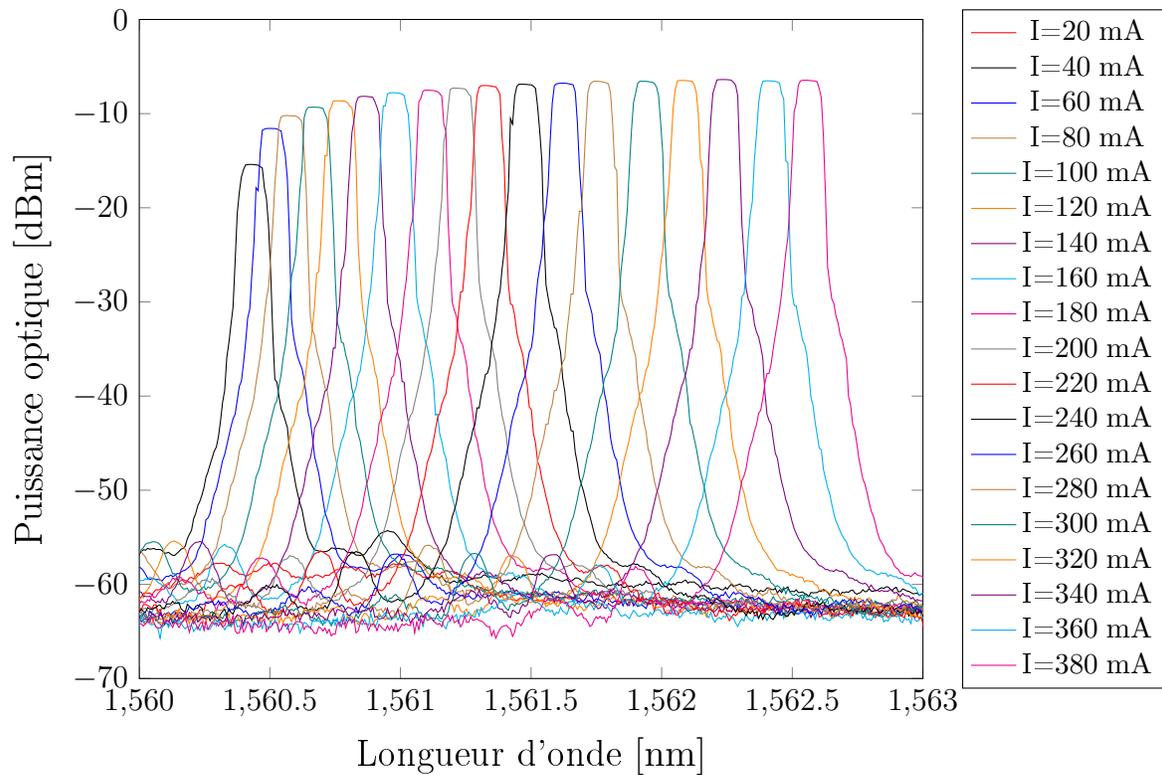


FIGURE 3.7: Accord en longueur d'onde d'un DFB en fonction du courant de polarisation.

Dans le meilleur des cas, le spectre obtenu reste monolongueur d'onde sur une large plage de courant de polarisation. La figure ci-dessus démontre ainsi un tel accord sur une gamme de plus de 2 nm pour des courants allant de 20 mA jusqu'à 380 mA, ce qui correspond à une élévation de température d'environ 20°C. Il arrive cependant couramment que le laser soit bimode, notamment dans le cas des lasers DFB à section de phase accordable. Ceci peut être dû à une force de réseau trop importante qui induit la même réflectivité aux modes longitudinaux ayant dépassé le seuil laser quel que soit le courant de phase.

Il convient enfin d'évaluer la largeur de raie des lasers afin d'avoir une estimation de la pureté spectrale des composants. Cette mesure est réalisée à l'aide d'un système auto-hétérodyne dont le schéma de principe est représenté ci-dessous.

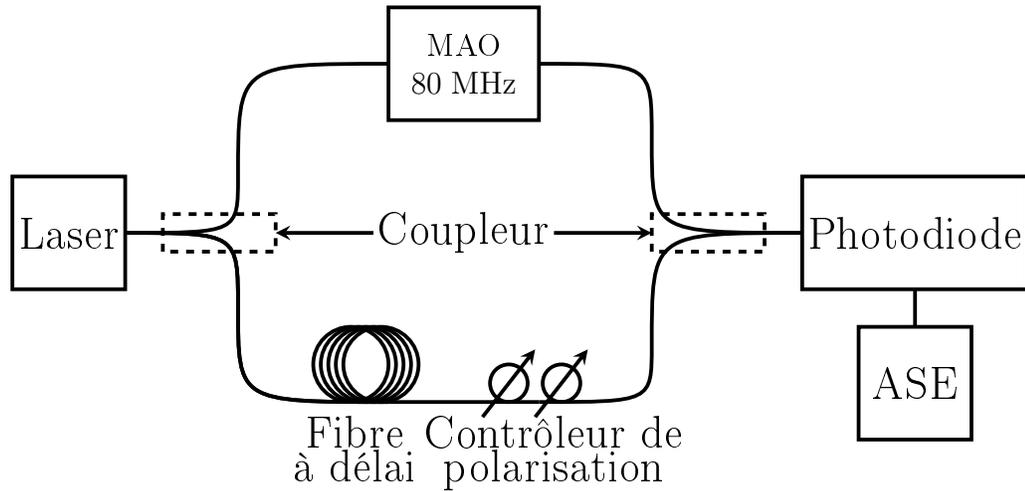


FIGURE 3.8: Schéma de principe de l'auto-hétérodyne.

Le principe repose sur le battement hétérodyne sur une photodiode du signal lumineux issu du laser avec ce même signal décalé en temps et en fréquence. Le décalage en fréquence est réalisé à l'aide d'un modulateur acousto-optique (MAO) à une valeur de $\Omega = 80$ MHz. Une fibre de 2 km est utilisée afin de décorréler les deux signaux lorsqu'ils atteignent la photodiode, le spectre électrique de battement résultant devenant alors une simple auto-corrélation du spectre optique du laser. La largeur de raie mesurée sur l'analyseur de spectre électrique (ASE) correspond finalement à la moitié de la largeur de raie de battement dans le cas d'un signal lorentzien [108]. Afin de se prémunir au possible des perturbations de l'injection de courant, l'alimentation des lasers est contrôlée par une source faible bruit. La figure ci-dessous représente le spectre obtenu en sortie de photodiode ainsi que l'ajustement lorentzien centré à la fréquence de battement.

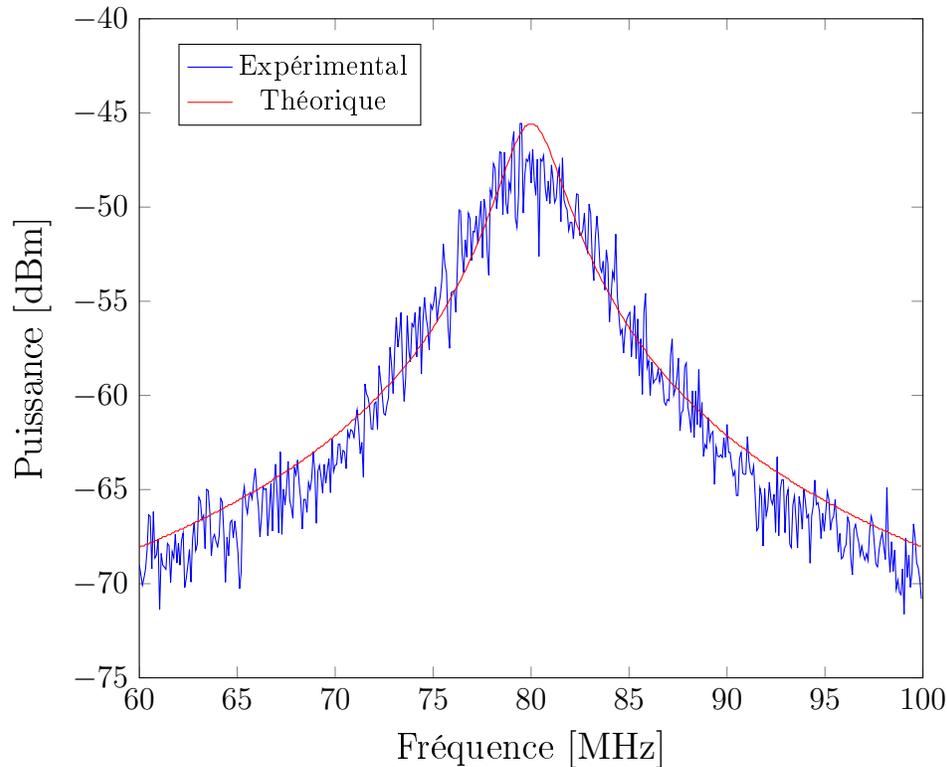


FIGURE 3.9: Spectre de battement auto-hétérodyne permettant d'évaluer la largeur de raie optique du laser DFB et ajustement lorentzien correspondant (RBW=300 kHz).

Les résultats obtenus sont en deçà de nos espérances avec des largeurs de raie supérieures à 1.5 MHz dans la grande majorité des cas. Ces valeurs importantes sont attribuées à une densité de photons trop faible dans la cavité, constat qui nous a conduits à la conception de réflecteur intégré pour la seconde génération de nos composants.

3.2.2 Accord en longueur d'onde de la section de phase accordable

Nous rappelons que la section de phase est implémentée afin de réaliser un accord fin et rapide de la longueur d'onde du laser par injection de porteurs (voir section 2.2.2).

La mesure de cet accord est présentée en figure 3.10 dans le cas de la puce IPHOS1 (où le guide est non dopé).

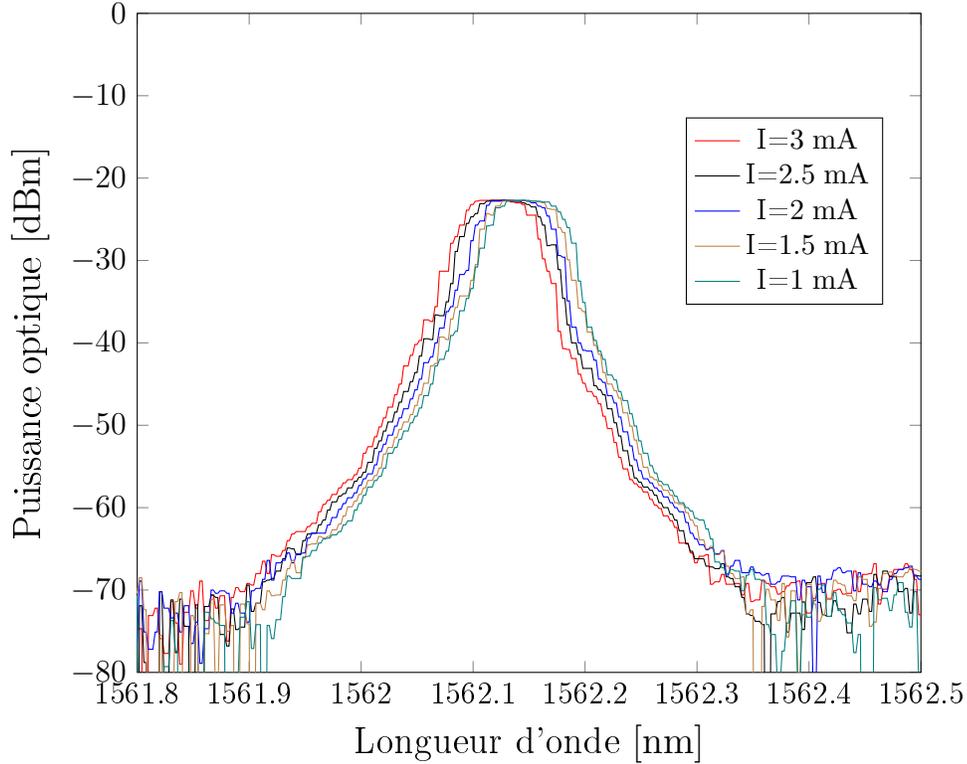


FIGURE 3.10: Accord en longueur d'onde en fonction du courant de polarisation I de la section de phase possédant une couche guide non dopée.

La figure 3.11 nous permet de comparer directement le résultat précédent avec celui obtenu pour les puces IPHOS2 (où le guide est dopé N). Pour ces dernières, nous remarquons que pour des courants I_p de 7 mA à 10 mA, le pic laser se décale vers les faibles longueurs d'onde, authentifiant l'accord par injection de porteurs. Pour des courants allant de 10 à 15 mA, la position du spectre d'émission n'évolue pas. Au-delà, le pic laser se décale cette fois-ci vers les plus fortes longueurs d'onde mettant en évidence l'effet thermique venant contrebalancer l'effet électrique. L'accord par injection de porteurs réalisé dans ce cas se révèle donc très faible, avec une efficacité de seulement 0.7 nm/A. Dans le cas de la puce IPHOS1, elle est cette fois-ci estimée à 11 nm/A, ce qui valide l'importance de doper la couche guide. Nous notons que

cette valeur est très inférieure à celle évaluée à 90 nm/A par le modèle décrit dans la section 2.2.2; cependant, celui-ci ne prend pas en compte les effets thermiques de sens contraire et le fait que la couche guide n'est pas bordée par une structure PIN plus adaptée au confinement des porteurs; la gamme d'accord est néanmoins largement suffisante pour les applications visées de rétroaction électronique.

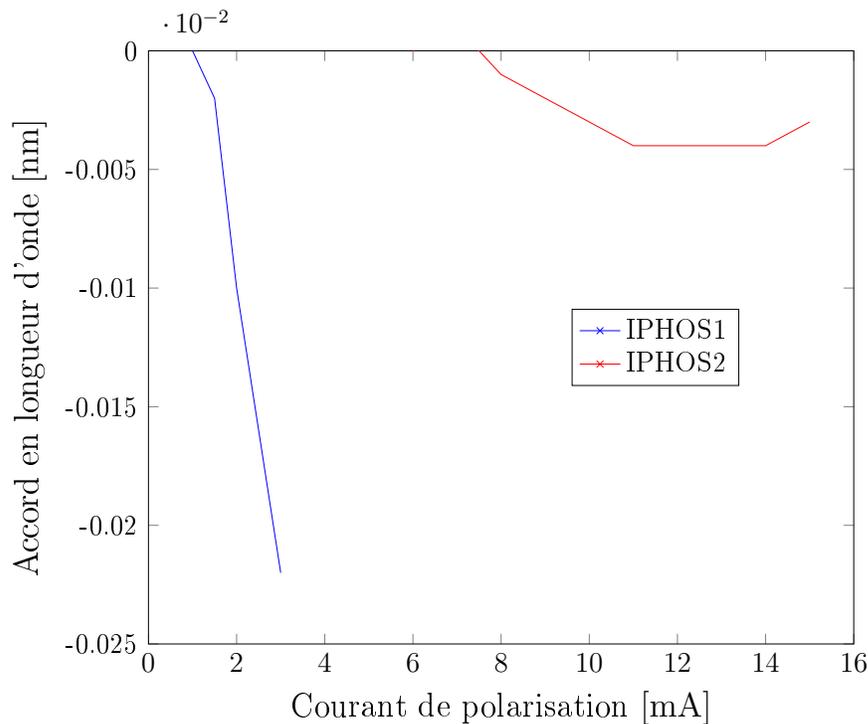


FIGURE 3.11: Accord en longueur d'onde en fonction du courant de polarisation I de la section de phase. L'accord est normalisé par rapport à la longueur d'onde initiale correspondant au courant le plus faible.

3.2.3 Accord du battement hyperfréquence

Il convient désormais d'évaluer la gamme d'accord du composant en tant que source de signaux hyperfréquences. Si les lasers se sont montrés capables de gamme d'accord suffisamment large, le point d'interrogation principal est de savoir à quel point la réponse fréquentielle de la photodiode sera un facteur

limitant. Il est ainsi intéressant d'effectuer une mesure simultanée du spectre du signal optique et du spectre électrique du signal de battement issu de la photodiode. Les conditions de mesure sont telles que l'un des deux lasers (ceux possédant la longueur d'onde d'émission la plus importante), noté DFB2, est polarisé à un courant constant tandis que l'autre laser, noté DFB1, balaie une gamme de courant allant de 5 mA à 200 mA afin de contrôler continûment l'écart en longueur d'onde. En analysant la figure 3.12 du bas vers le haut, on observe les spectres optiques permettant de visualiser cet écart pour des valeurs de courant du DFB1 croissantes.

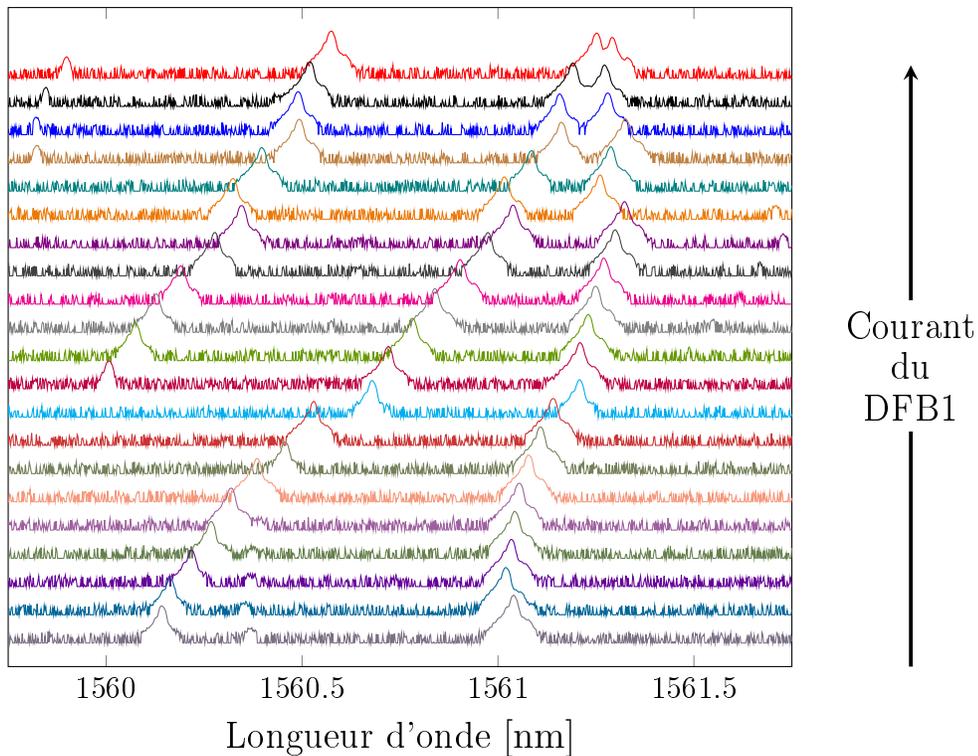


FIGURE 3.12: Spectre optique représentant l'accord du battement hyperfréquence.

On note que pour les valeurs de courant les plus fortes, le laser DFB1 devient bimode faisant apparaître un pic d'émission secondaire à gauche du spectre optique. Comme les deux lasers sont physiquement proches l'un de l'autre, on peut également observer un phénomène d'échauffement mutuel

qui a pour effet de décaler légèrement vers la droite la longueur d'onde du DFB2 lorsque l'on augmente le courant de polarisation du DFB1.

Le spectre électrique correspondant est mesuré à l'aide d'un analyseur de spectre électrique Rohde&Schwarz FSU67. Lors de cette mesure la photodiode est polarisée à une tension inverse de -3 V à l'aide d'un Té de polarisation. La mesure de spectre électrique correspondant au spectre optique précédant est finalement représentée en figure 3.13, en conservant le même code couleur. Il est à noter qu'un mélangeur externe est utilisé pour récupérer le signal pour des valeurs de fréquences supérieures à 65 GHz.

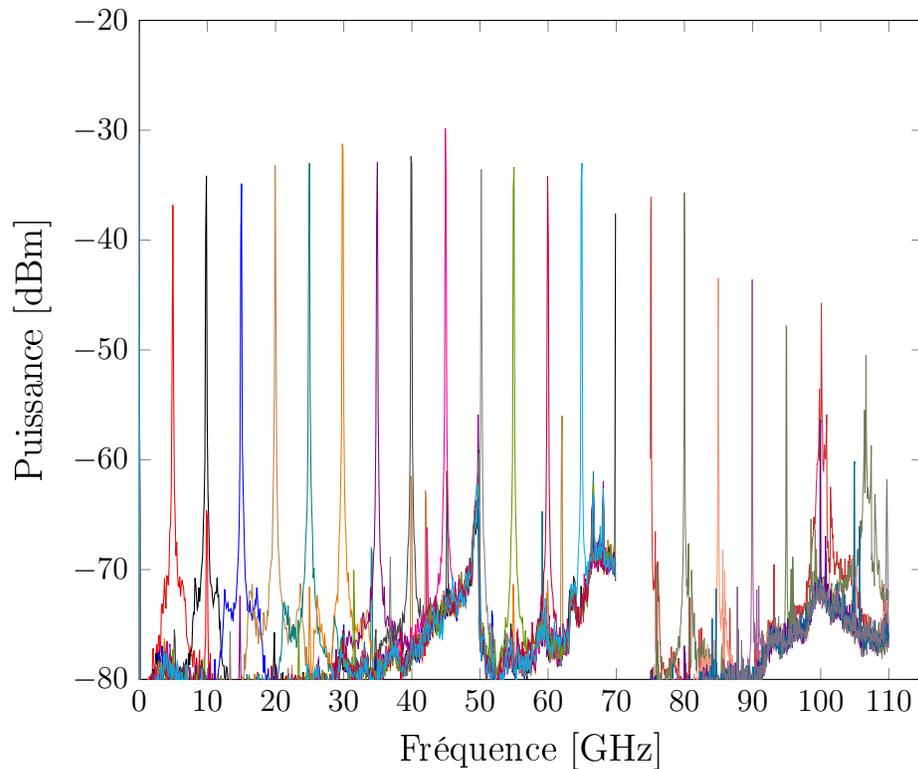


FIGURE 3.13: Spectre électrique représentant l'accord du battement hyperfréquence.

Cette mesure nous permet de nous assurer que le battement est bien observé sur la gamme d'accord complète entre 5 GHz et 110 GHz [109]. La réponse fréquentielle de la photodiode se visualise par la décroissance de la puissance du signal généré pour les plus fortes valeurs de fréquences. En

corrigeant ce niveau de puissance par la réponse fréquentielle des câbles, des pointes et du mélangeur puis en normalisant par le photocourant, la bande passante à -3 dB de la photodiode est ainsi évaluée à des valeurs légèrement supérieures à 80 GHz pour des niveaux de sortie de l'ordre de -10 dBm. Ce résultat valide donc l'un des objectifs initiaux qui était de disposer d'une source accordable sur une large bande de fréquence, particulièrement dans le domaine millimétrique entre 60 GHz et 90 GHz.

3.2.4 Caractérisations dynamique

Bande passante de modulation

La réponse en fréquence des sections MEA nous permet d'évaluer leur bande passante de modulation à -3 dB. Pour la déterminer, nous nous basons sur le banc de mesure représenté en figure 3.14.

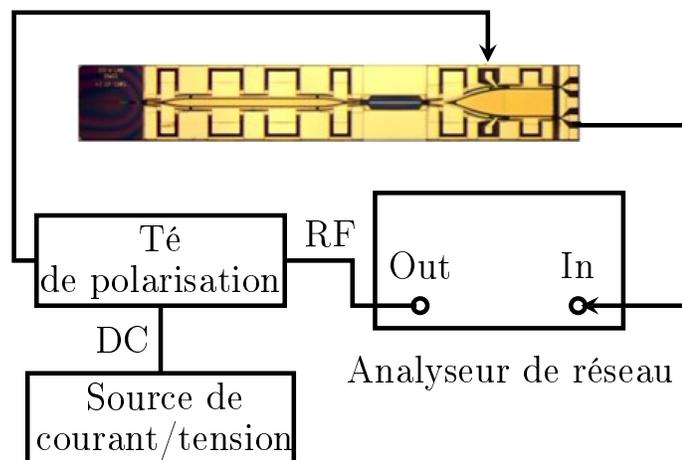


FIGURE 3.14: Représentation du banc de mesure permettant d'évaluer la bande passante du MEA.

Dans cette configuration, un analyseur de réseau envoie sur la section de modulation du composant un signal de fréquence variable sur une gamme de plusieurs GHz. Un Té de polarisation est utilisé pour combiner ce signal RF avec une source continue permettant de contrôler la polarisation du modulateur. Les tensions RF appliquées sont de l'ordre du mV afin de rester dans

un régime linéaire « petit signal » autour du point de fonctionnement. La lumière générée par un des lasers est ainsi modulée en amplitude puis détectée sur la photodiode intégrée dont le signal de sortie est finalement rebouclé sur l'analyseur de réseau. Ce dernier permet de comparer les signaux d'entrée et de sortie et de visualiser le paramètre S21 correspondant à la réponse de modulation en fonction de la fréquence.

Deux types de configurations ont été testés pour la modulation. La première configuration consiste à polariser le modulateur en tension inverse, ce qui correspond à l'utilisation usuelle en mode MEA. La seconde en polarisation directe revient à effectuer une modulation sur une section SOA. Les réponses fréquentielles respectives sont représentées sur la figure suivante.

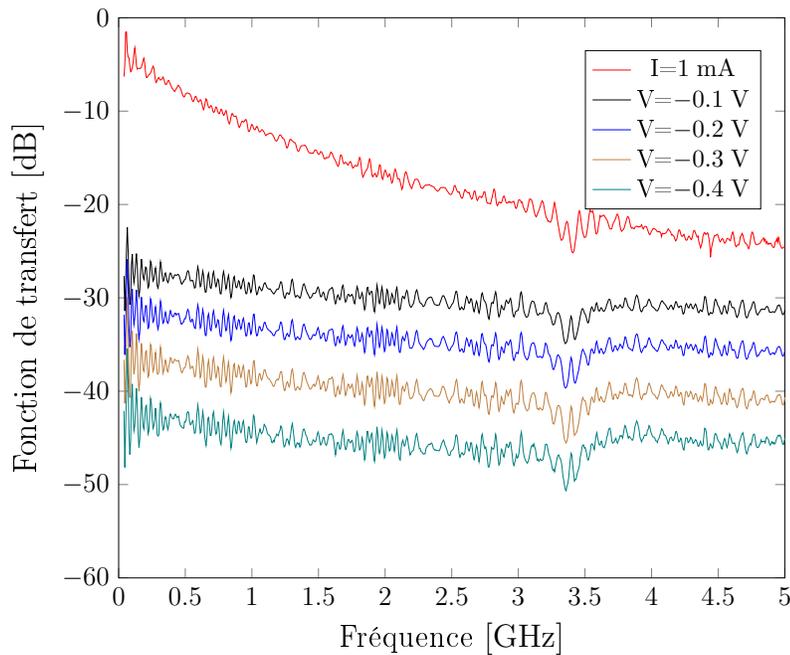


FIGURE 3.15: Réponses fréquentielles du modulateur en configuration directe et inverse.

Lorsque le modulateur est utilisé en mode inverse, nous remarquons qu'il présente une réponse plate sur plusieurs GHz avec une bande passante à -3 dB supérieure à 5 GHz. Néanmoins les effets d'absorption affectent de manière très importante la transmission du signal avec des pertes supérieures à 30

dB ; cela nous renseigne sur le détuning trop faible qui a été choisi lors de la conception de la puce IPHOS1&2. Dans le cas de la polarisation en direct, la transmission s'avère bien plus élevée à basse fréquence ; la réponse est néanmoins très décroissante et la bande passante à -3 dB se trouve réduite à moins de 1 GHz.

Bande passante de la photodiode

Nous avons vu lors des mesures d'accord du battement que la photodiode intégrée était capable de répondre à de très hautes fréquences supérieures à la centaine de GHz. Nous désirons désormais évaluer de manière directe sa bande passante à -3 dB. Le banc de caractérisation utilisé pour ce faire est représenté schématiquement en figure 3.16. Il comprend une source laser à 1550 nm et un modulateur d'amplitude électro-optique directement relié au port de sortie d'un analyseur de réseau large bande (200 MHz-65 GHz). Le signal optique modulé est alors injecté dans le guide d'onde précédant une photodiode test de la technologie IPHOS2 polarisée à -3 V. La sortie de la photodiode est enfin rebouclée sur le port d'entrée de l'analyseur de réseau de manière à évaluer le paramètre S21 correspondant à la fonction de transfert électro-optique. La bande passante de la photodiode peut finalement être évaluée en corrigeant le niveau du signal par la réponse fréquentielle du modulateur.

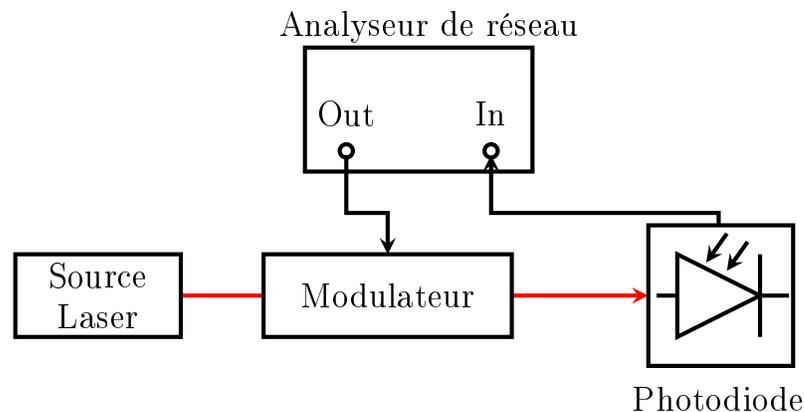


FIGURE 3.16: Représentation du banc de mesure permettant d'évaluer la bande passante de la photodiode.

Le résultat est présenté en figure 3.17 et démontre que la bande passante à -3 dB de la photodiode est supérieure à 65 GHz, l'analyseur de réseau ne permettant pas de poursuivre la mesure au-delà. Néanmoins, en prolongeant la courbe de manière linéaire, la bande passante est évaluée à environ 85 GHz, valeur en adéquation avec l'estimation effectuée précédemment lors des caractérisations de l'accord du battement. Ces performances constituent ainsi l'état de l'art mondial pour une source photonique monolithiquement intégrée et, qui plus est, accordable sur une large bande.

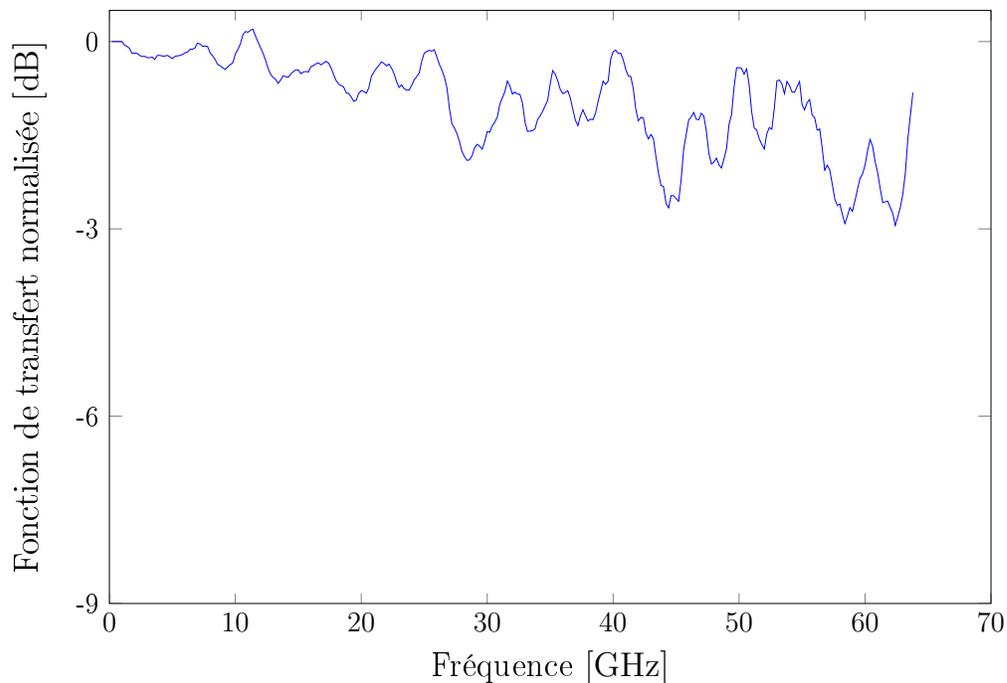


FIGURE 3.17: Mesure de la bande passante de photodiode. La courbe présente des oscillations importantes qui sont dues aux réflexions du signal électrique sur la photodiode.

3.2.5 Mesures de transmission de données

La transmission de données constitue l'objectif fonctionnel principal de notre composant. Le principe est de l'utiliser en tant que source de porteuse

millimétrique et d'y inscrire un signal de données à l'aide de la section MEA, puis de propager en espace libre la porteuse modulée avant de récupérer les données à distance. Nous testerons pour ce faire la détection directe et la détection hétérodyne.

Mesure de transmission directe en bande de base

Afin d'évaluer les performances intrinsèques du composant, nous réalisons tout d'abord une mesure de transmission directe i.e. sans propagation en espace libre. Cette mesure est finalement assez similaire à la mesure de bande passante de MEA présentée en section 3.15, excepté le fait que nous utilisons désormais une entrée numérique « grand signal » (les tensions appliquées sont de l'ordre de la centaine de mV). La figure 3.18 montre une représentation schématique du banc de mesure. Dans cette configuration, un signal d'entrée OOK (On-Off Keying) provenant d'un générateur pseudo-aléatoire (PRBS de l'anglais PseudoRandom Binary Sequence) est envoyé sur la section de modulation afin de moduler l'amplitude de la lumière issue des lasers. Le signal est ensuite directement récupéré en bande de base (et donc sans porteuse RF) à la sortie de la photodiode puis analysé à l'aide d'un oscilloscope à échantillonnage.

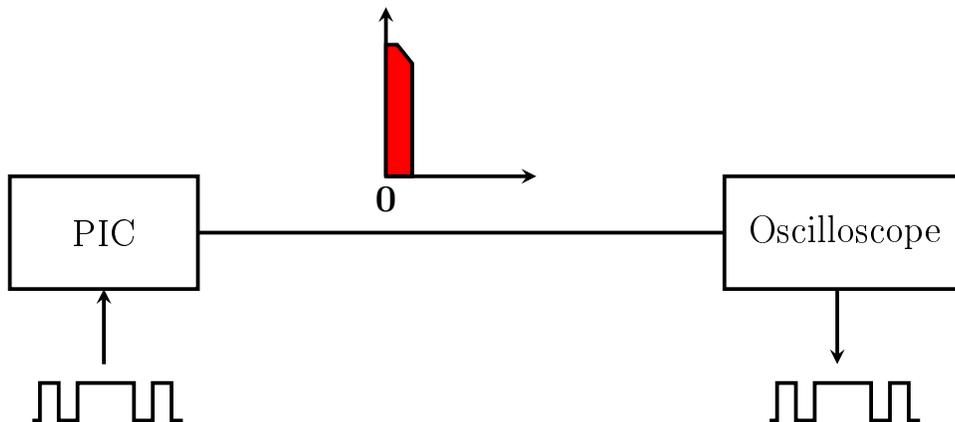


FIGURE 3.18: Représentation schématique de la transmission directe.

Avant d'effectuer des mesures de taux d'erreur, une bonne façon d'apprécier la qualité de la transmission est d'effectuer un diagramme de l'œil. Celui-ci consiste à superposer toutes les possibilités de séquences du signal sur l'oscilloscope, l'échantillonnage des symboles nécessitant une synchronisation avec le signal d'horloge du PRBS. Cette mesure nous permet de visualiser une figure caractérisant les distorsions de signal liées au canal de transmission. Un œil ouvert permet à la réception de discerner aisément les symboles transmis. Inversement, un œil fermé se traduira par de nombreuses erreurs de transmission résultant des interférences intersymboles liées au bruit de phase et des mauvaises interprétations de bit liées au bruit d'amplitude. Comme le représente la figure 3.19, nous avons pu visualiser un diagramme de l'œil ouvert pour une transmission directe jusqu'à un débit de 4 Gbit/s, le MEA étant pour l'occasion polarisé en inverse à -0.8 V.

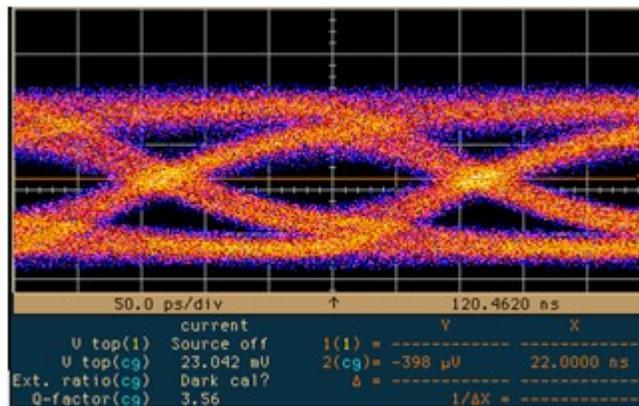


FIGURE 3.19: Diagramme de l'œil obtenu dans le cas d'une transmission directe pour un débit de 4 Gbit/s.

Le taux d'erreur binaire correspondant a été mesuré à l'aide d'un compteur d'erreur et présente des valeurs inférieures à 10^{-9} (limites de l'appareil). Ce résultat prouve que les capacités intrinsèques du composant en termes de modulation numérique lui permettent d'atteindre le très haut débit, reste désormais à évaluer si son comportement dans le cadre d'une transmission sans fil confirme ces valeurs.

Mesure de transmission en espace libre par détection d'enveloppe

Les performances de transmission en espace libre de nos composants sont évaluées à l'aide du banc de mesure représenté en figure 3.20. Le signal hyperfréquence issu de la photodiode est cette fois dirigé vers une antenne d'émission de type cornet puis transmis en espace libre sur une distance de quelques dizaines de centimètres avant d'être réceptionné par une autre antenne. Le signal subit alors une détection d'enveloppe à l'aide d'un détecteur Schottky avant d'être analysé sur l'oscilloscope à échantillonnage. Lors de cette expérience, la porteuse est accordée à une fréquence millimétrique $f_b = 90$ GHz.

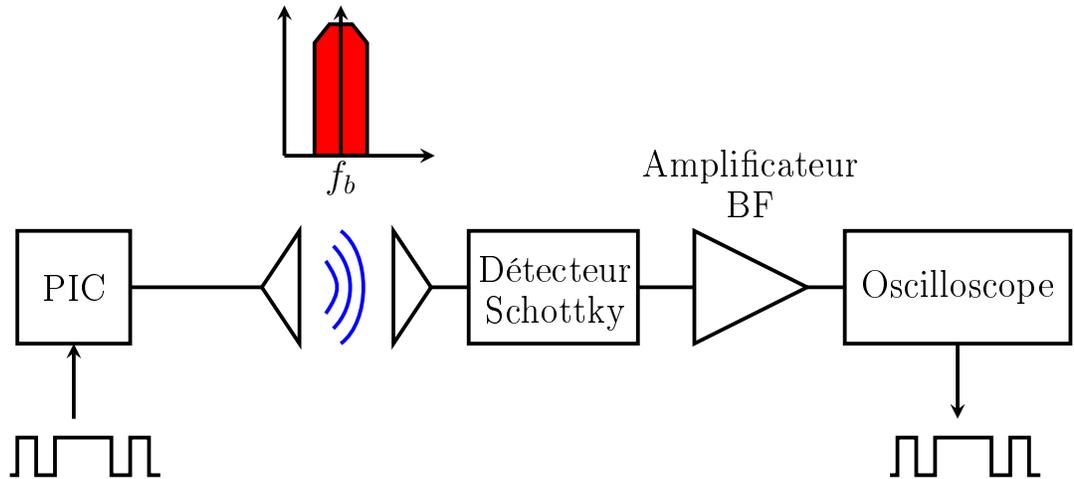


FIGURE 3.20: Schéma de principe d'une transmission sans fil par détection d'enveloppe.

Cette configuration nous a permis de réaliser des transmissions jusqu'à 1 Gbit/s OOK avec un diagramme de l'œil ouvert, tel que représenté en figure 3.21, et des taux d'erreur mesurés inférieurs à 10^{-9} (limite de l'appareil). Cette démonstration de transmission sans fil à haut débit sur porteuse millimétrique à l'aide de notre composant valide ainsi un autre des objectifs principaux que nous nous étions fixés.

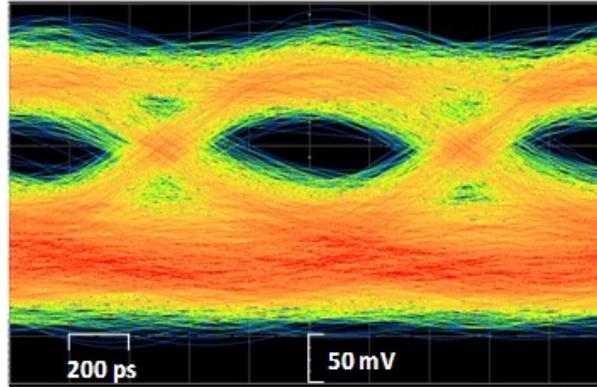


FIGURE 3.21: Diagramme de l'œil obtenu dans le cas d'une transmission sans fil à l'aide d'une détection d'enveloppe pour un débit de 1 Gbit/s.

La faible sensibilité de la détection d'enveloppe exige des niveaux de puissance du signal suffisamment importants pour pouvoir être efficace ; c'est pourquoi nous sommes dans l'impossibilité d'effectuer une transmission avec le modulateur en polarisation inverse qui, comme nous l'avons constaté en section 3.15, présente des niveaux très élevés d'absorption. Le modulateur est donc polarisé en direct avec un courant de 5 mA. Au-delà du débit de 1 Gbit/s, les pertes de modulation s'avèrent néanmoins rédhitoires. Afin d'améliorer les performances et de s'affranchir des limitations dues à la détection d'enveloppe, nous envisageons alors d'effectuer par la suite une mesure de transmission sans fil basée sur une détection hétérodyne.

Mesure de transmission en espace libre par détection hétérodyne

Comme nous l'avons déjà évoqué au chapitre 1, la détection hétérodyne possède l'avantage d'une meilleure sensibilité et d'une moindre dépendance à l'amplitude que la détection d'enveloppe. Elle permet en outre, grâce à la détection de la phase, de réaliser des transmissions à haut débit en utilisant des formats de modulation plus évolués tels que les formats QAM ou QPSK. Nous souhaitons donc évaluer les performances de ce type de détection en association avec nos sources hyperfréquence.

Le schéma de principe du banc de mesure est présenté en figure 3.22. Le signal porteur est désormais accordé à $f_b = 100$ GHz. Nous utilisons cette fois un oscillateur local centré sur cette fréquence pour réaliser la conversion

descendante et ramener le signal en bande de base à l'aide d'un mélangeur. Le signal est ensuite redressé puis filtré pour effectuer la démodulation.

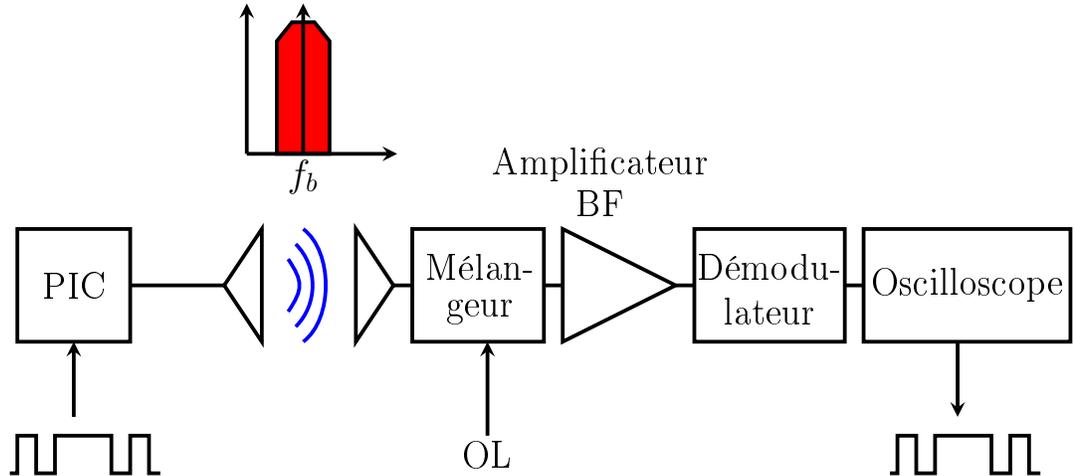


FIGURE 3.22: Schéma de principe de la transmission de données sans fil par détection hétérodyne.

Nous remarquons que, contrairement à la mesure par détection d'enveloppe, il est cette fois réalisable d'utiliser le MEA en mode inverse tout en obtenant une transmission efficace. Néanmoins nous sommes à nouveau limités en termes de débit puisqu'il est désormais impossible d'excéder la valeur de 200 Mbit/s avec un diagramme de l'œil ouvert (représenté en figure 3.23), soit loin des performances espérées par les mesures décrites dans la section 3.2.5 [110]. La limitation est cette fois attribuée à l'instabilité du signal porteur. Celle-ci est due en premier lieu à la largeur de raie intrinsèque importante des lasers, comme nous l'avons déjà observée en section 3.2.1. En outre, un bruit additif peut apparaître du fait des réflexions parasites ayant lieu à l'arrière de la photodiode. Ces réflexions parasites sont modulées par le courant de données appliqué au modulateur, créant ainsi une réinjection de signaux optiques décalés en phase et en fréquence pouvant perturber l'effet laser. Ces deux écueils nuisent fortement aux performances du PIC pour la transmission de données. Il est en effet crucial de disposer d'un signal porteur stable en fréquence pour obtenir une détection hétérodyne efficace.

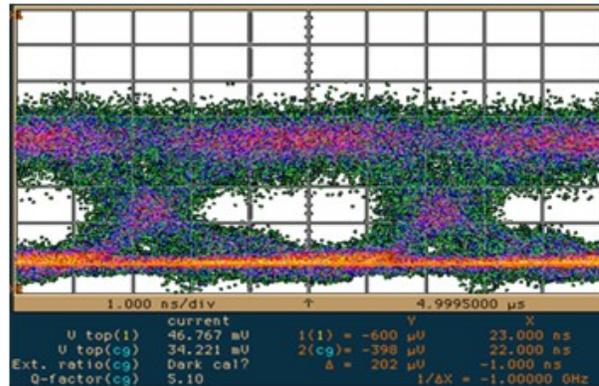


FIGURE 3.23: Diagramme de l'œil obtenu dans le cas d'une transmission sans fil à l'aide d'une détection hétérodyne pour un débit de 200 Mbit/s. Le taux d'erreur correspondant est mesuré à des valeurs inférieures à 10^{-9} (limite de l'appareil).

3.3 Stabilisation de la fréquence de battement

Afin de surmonter les problèmes apparus lors des expériences de transmission avec réception hétérodyne, nous souhaitons trouver des solutions permettant de stabiliser la fréquence porteuse, et plus particulièrement réduire son bruit de phase. Dans ce but, deux types de solutions sont étudiés et décrits par la suite. La première solution consiste à réaliser un asservissement électronique en utilisant la section de phase du PIC pour concevoir une boucle à verrouillage de phase rapide. La seconde solution proposée implique quant à elle l'utilisation d'un verrouillage par injection optique mutuelle.

3.3.1 Stabilisation par boucle à verrouillage de phase optique (OPLL)

Principe

Un signal hyperfréquence issu d'un photomélangage optique peut être stabilisé en contrôlant la phase relative entre les deux lasers à l'aide d'un circuit de rétroaction électronique ; cette technique est connue sous le nom de boucle à verrouillage de phase optique [111]. Le but est de transférer la bonne pureté spectrale d'un oscillateur local électronique au signal de battement. Nous représentons en figure 3.24 le schéma de principe de l'OPLL appliqué à nos PIC.

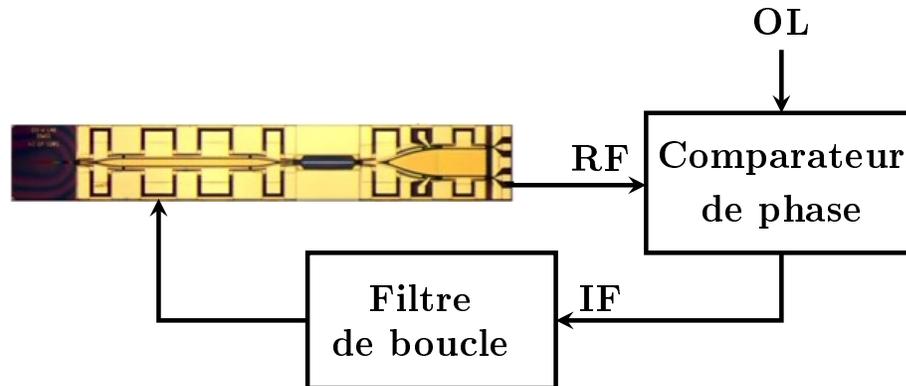


FIGURE 3.24: Représentation schématique de la boucle à verrouillage de phase appliquée au PIC.

Le battement hétérodyne hyperfréquence obtenu en sortie de photodiode est mélangé à l'oscillateur local à l'aide d'un comparateur de phase. La fréquence de cet oscillateur, ou celle d'une de ses harmoniques, doit se trouver à proximité de la fréquence de battement. La fréquence intermédiaire qui en résulte constitue alors un signal d'erreur qui est filtré par un filtre de boucle avant d'être réinjecté sur l'un des lasers qui fait alors office d'oscillateur contrôlé en tension.

D'un point de vue théorique, l'évolution de la phase ϕ_{Laser} en fonction du temps peut s'écrire :

$$\frac{d\phi_{Laser}}{dt} = A\phi_{erreur} * h_{Filtre} * h_{Laser} * \delta(t - \tau) \quad (3.1)$$

avec A le facteur d'amplification de la boucle, ϕ_{erreur} la différence de phase entre le signal de battement et le signal d'oscillateur local, h_{Filtre} la réponse impulsionnelle du filtre, h_{Laser} la réponse impulsionnelle du laser et τ le temps de propagation caractéristique de la boucle.

L'efficacité de la boucle dépend de nombreux facteurs. Il est notamment requis un accord en longueur d'onde suffisamment large et linéaire ainsi qu'une bande passante de modulation élevée ; c'est pourquoi le signal d'erreur est réinjecté sur la section de phase accordable du laser qui, par la nature athermique de son accord en longueur d'onde, permet de satisfaire ces spécificités.

La bande passante totale de la boucle ω_n doit être d'autant plus élevée que la largeur de raie des lasers est importante, comme dans le cas de nos PIC. En conséquence, le temps de propagation τ , qui doit rester inférieur à $1/\omega_n$ [112], doit être fortement minimisé, ce qui complexifie d'autant l'électronique du système. Ainsi, pour nos lasers possédant une largeur de raie de 1.5 MHz (soit un battement de largeur 3 MHz), le temps de propagation estimé pour que la boucle soit fonctionnelle est d'environ 1 ns, ce qui représente un challenge important en termes de conception et d'implémentation du circuit [113].

Le développement du circuit de rétroaction est actuellement en cours de réalisation par l'un de nos partenaires européens (University College of London) dans le cadre des projets IPHOS et IPHOBAC-NG. À cette fin, il est important de caractériser précisément la fonction de transfert du laser pour en tirer les informations nécessaire à la conception de la boucle.

Mesure de réponse en fréquence de la section de phase

Afin d'évaluer la fonction de transfert totale du circuit de rétroaction décrit précédemment, il est nécessaire de connaître la réponse en fréquence (Réponse FM) de la section de phase des lasers DFB, sur laquelle est réinjecté le signal d'erreur.

En pratique, la modulation d'un signal lumineux donne généralement lieu à la fois à une modulation d'amplitude (AM) et une modulation de fréquence (ou de phase). D'un point de vue théorique, le champ électrique $E(t)$ correspondant au signal lumineux modulé peut être exprimé par :

$$E(t) = \sqrt{P_{opt}(1 + m\cos(2\pi f_m t))} e^{j(2\pi\nu t + \xi(\sin(2\pi f_m t + \phi)))}$$

avec P_{opt} la puissance optique moyenne, ν la fréquence de la porteuse optique, f_m la fréquence de modulation, m le taux de modulation en amplitude, ξ le taux de modulation de phase et ϕ le déphasage entre la modulation de phase et la modulation d'amplitude.

Une photodiode n'étant sensible qu'au module au carré du champ électromagnétique incident, un dispositif utilisant uniquement ce principe de détection pourra uniquement fournir des données sur le taux de modulation en amplitude m . Afin de caractériser la modulation de fréquence, il est donc nécessaire de discriminer celle-ci de la modulation d'amplitude. Le but de la technique de caractérisation de réponse FM décrit ci-dessous se base ainsi sur un filtre discriminateur de type Fabry-Perot permettant de détecter une variation de fréquence en la traduisant en variation de puissance optique. De cette manière, en prenant soin de rester dans un régime linéaire, une modulation de fréquence induira une modulation d'amplitude d'intensité proportionnelle à l'excursion $|\tilde{\nu}_{FM}|$, la rendant alors détectable par une photodiode.

Le banc de mesure réalisé pour caractériser la réponse FM est représenté en figure 3.25. A l'aide d'un Té de polarisation, on applique sur la section de phase la combinaison d'un courant continu (afin de définir le point de fonctionnement) et d'un courant RF \tilde{I}_{laser} issu d'un analyseur de réseau. Le signal optique modulé provenant du PIC est alors envoyé après amplification dans un EDFA (Erbium Doped Fibre Amplifier) vers le discriminateur puis converti en signal électrique par une photodiode. Enfin, le circuit électro-

optique est rebouclé sur l'entrée de l'analyseur de réseau afin de calculer le paramètre S21 correspondant.

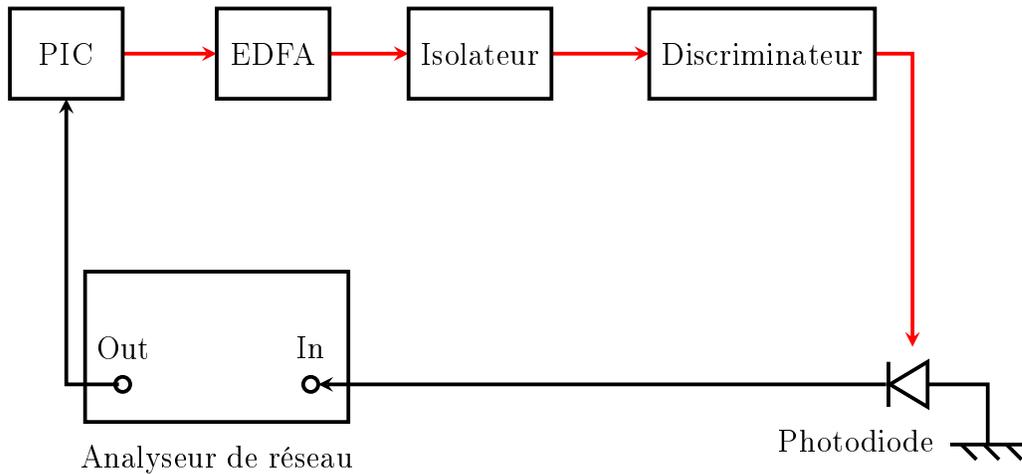


FIGURE 3.25: Schéma de principe du banc pour la mesure de réponse FM.

La réponse FM Rep_{FM} en Hz/A du composant est donnée par la formule :

$$Rep_{FM} = \frac{|\tilde{\nu}_{FM}|}{|\tilde{I}_{laser}|}$$

Pour pouvoir la calculer, il convient de connaître la fonction de transfert du discriminateur Fabry-Perot afin de remonter aux valeurs de puissance optique à partir du S21. Cette fonction de transfert est présentée en figure 3.26 pour une longueur d'onde centrale de 1555 nm, ainsi que son ajustement en fonction d'Airy.

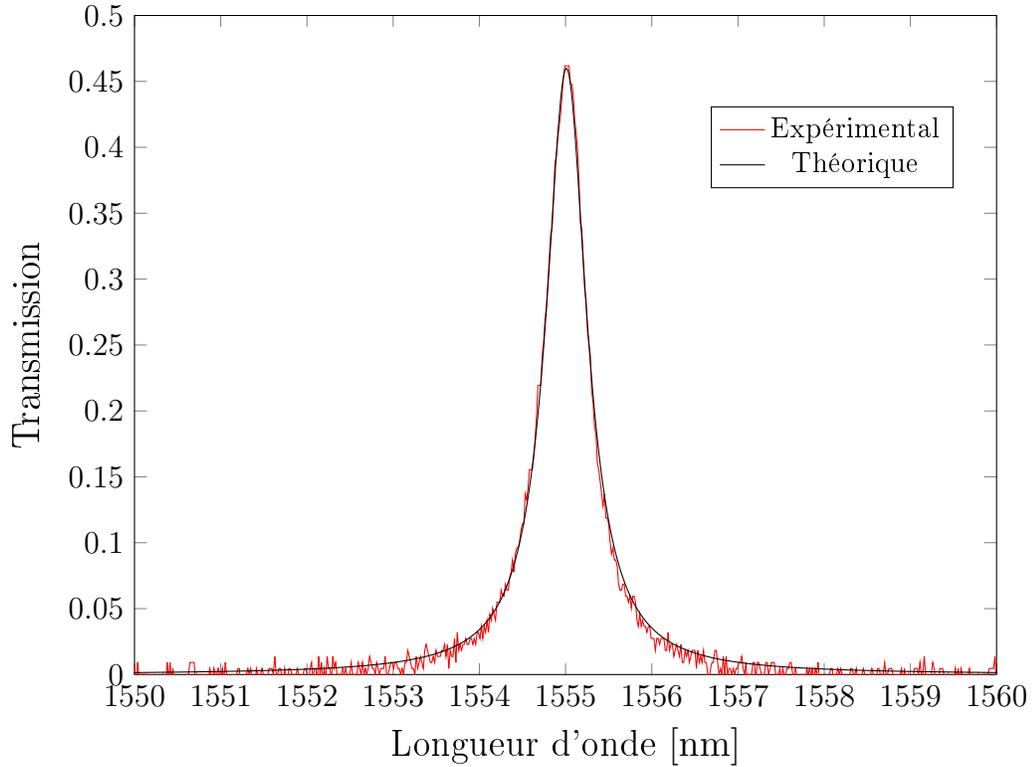


FIGURE 3.26: Représentation de la fonction de transfert du filtre Fabry-Perot utilisé ainsi que de l'ajustement correspondant.

Afin de séparer les contributions FM et AM, on se place alors tour à tour sur deux positions symétriques à mi-hauteur du pic de transmission du filtre, tel que représenté en figure 3.27. Sur le flanc montant, on détectera la puissance $\tilde{P}_{opt\,AM} + \tilde{P}_{opt\,FM}$ tandis que sur le flanc descendant on détectera la puissance $\tilde{P}_{opt\,AM} - \tilde{P}_{opt\,FM}$. La définition et le maintien de la position du filtre sont réalisés à l'aide d'une boucle d'asservissement numérique lente reliant la source de tension des contrôles piézo-électrique de la cavité Fabry-Perot à l'ampèremètre de la photodiode.

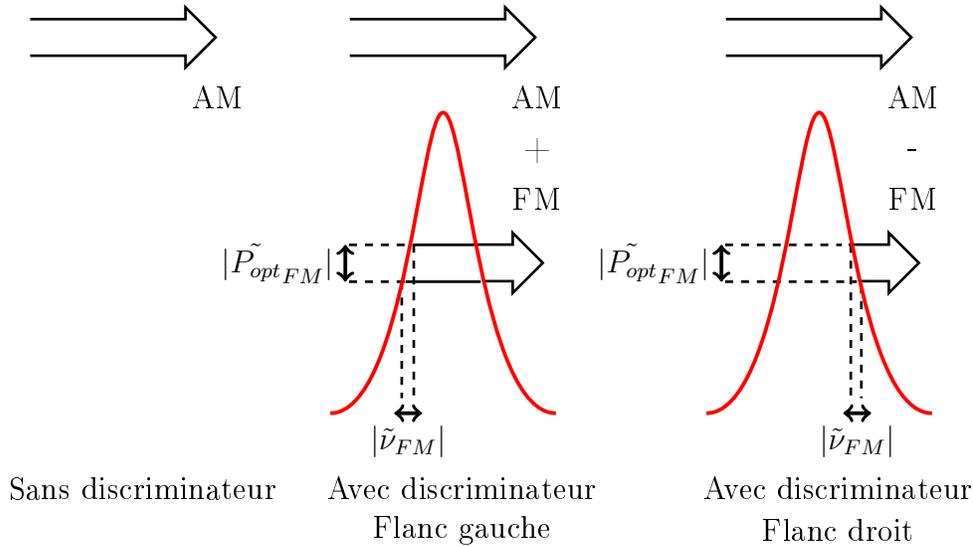


FIGURE 3.27: Principe de discrimination AM/FM à l'aide d'un filtre Fabry-Perot.

A partir des mesures de la différence des S_{21} mesurée sur chaque flanc du filtre, nous pouvons désormais déterminer la réponse FM de la section de phase du composant testé. Comme nous l'avons déjà évoqué, la section de phase réalisée pour la première génération de composant IPHOS2 est malencontreusement dopée N de manière trop importante, ce qui compromet la réalisation d'un accord par injection de porteurs. Cette limitation est clairement visible sur la figure ci-dessous qui représente la mesure de réponse FM (convertie en nm/A) correspondante pour des fréquences allant de 30 kHz à 300 MHz.

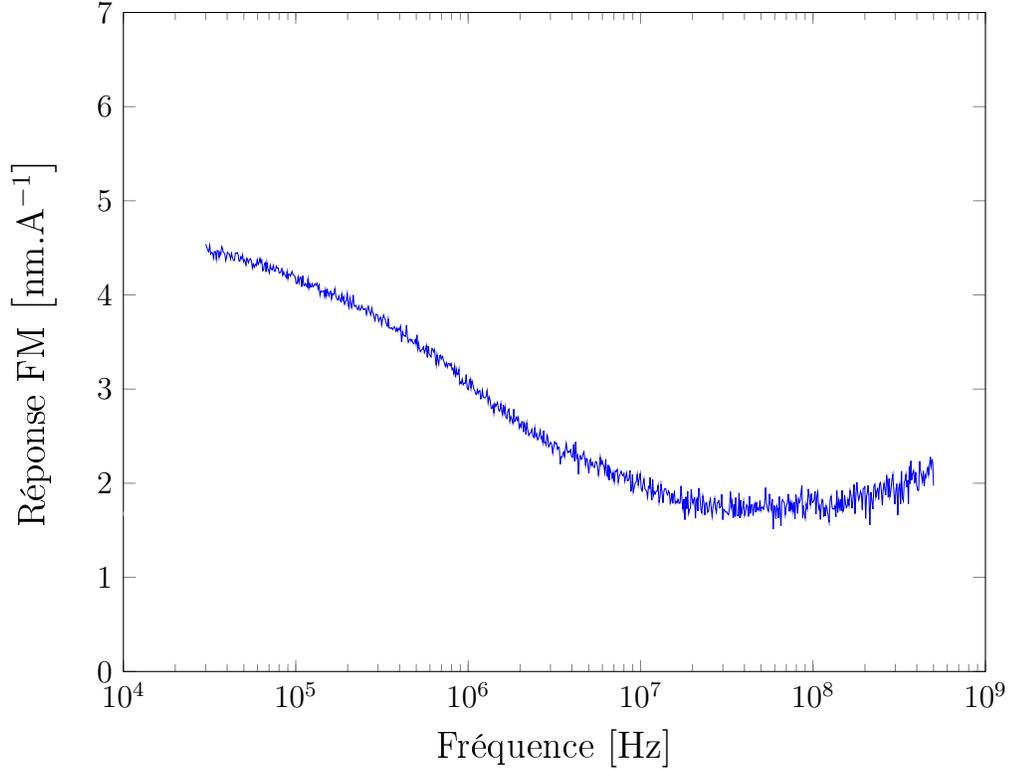


FIGURE 3.28: Réponse FM de la section de phase du PIC. La courbe est normalisée par rapport à l'accord en longueur d'onde statique.

Il apparaît ainsi une réponse typiquement thermique illustrée par une courbe décroissante lente jusqu'à quelques dizaines de MHz. Cette réponse thermique est de la forme [114]

$$H = \frac{H_0}{1 + \sqrt{\frac{f}{f_c}}} \quad (3.2)$$

H_0 étant la réponse en fréquence à courant continu et f_c la fréquence de coupure thermique inversement proportionnelle à la longueur de la section. Dans le cas de notre section de phase de longueur 100 μm , nous avons respectivement $H_0 = 5 \text{ nm/A}$ et $f_c = 2.7 \text{ MHz}$.

En comparaison, nous représentons ci-dessous une réponse typique de section de phase fonctionnelle de même longueur réalisée sur un composant du laboratoire pour des fréquences allant de 30 kHz à 300 MHz.

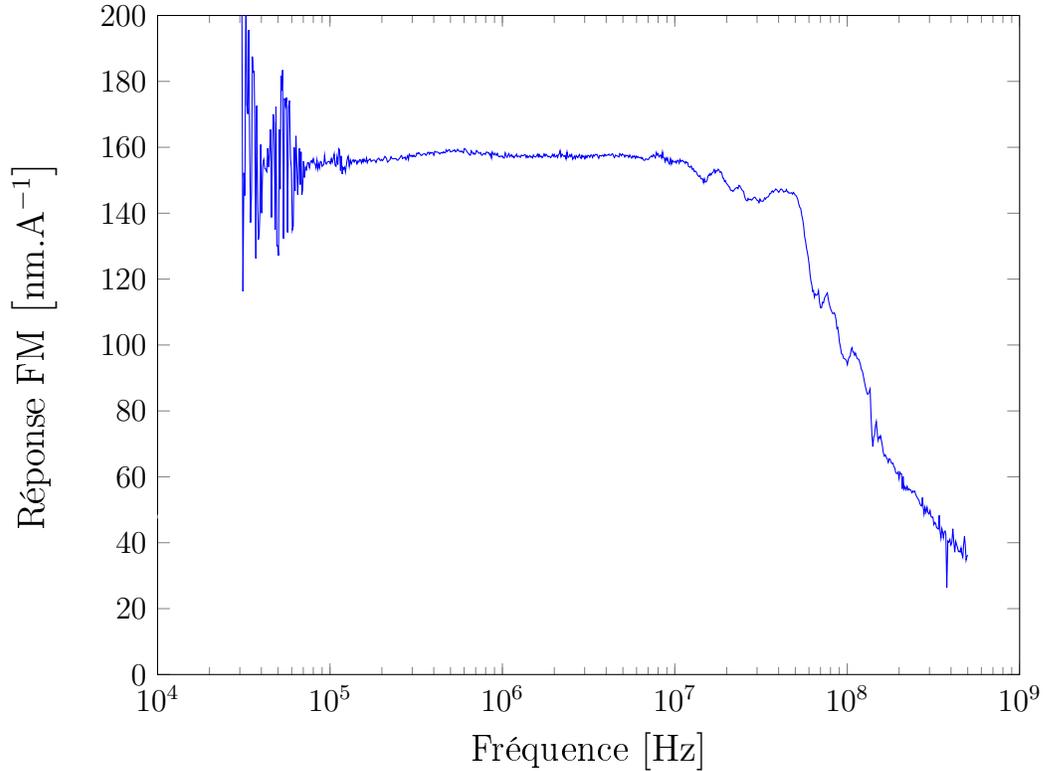


FIGURE 3.29: Réponse FM d'une section de phase fonctionnelle obtenue sur un composant du laboratoire. La courbe est normalisée par rapport à l'accord en longueur d'onde statique.

Nous remarquons ici de manière évidente l'effet d'injection des porteurs qui permet d'apprécier une réponse élevée et plate sur une large gamme de fréquences, jusqu'à 100 MHz. Ce type de réponse serait idéal dans la construction d'une boucle à verrouillage de phase électronique.

La largeur de raie importante des lasers IPHOS2 ainsi que la réponse athermique des sections de phase n'ont pas permis jusqu'à présent de réaliser la boucle à verrouillage de phase. Nous avons donc choisi d'explorer la stabilisation par rétro-injection optique pour réduire le bruit de phase du signal généré par notre PIC.

3.3.2 Stabilisation par rétro-injection optique

Le verrouillage des deux lasers pour la stabilisation d'un signal millimétrique issu d'un photomélange peut également être réalisé par voie optique. Cette solution est basée sur le principe d'injection optique dans laquelle un signal de référence de faible bruit de phase, appelé laser maître, injecte un laser esclave. De cette manière, le laser esclave enclenche son émission stimulée sur le signal d'injection du laser maître ce qui lui confère les mêmes propriétés spectrales à la condition que les longueurs d'onde des deux lasers soient suffisamment proches, que les polarisations correspondent et que la puissance optique d'injection soit optimisée [115] [116]. Une représentation schématique du principe de verrouillage par injection optique est figurée ci-dessous.

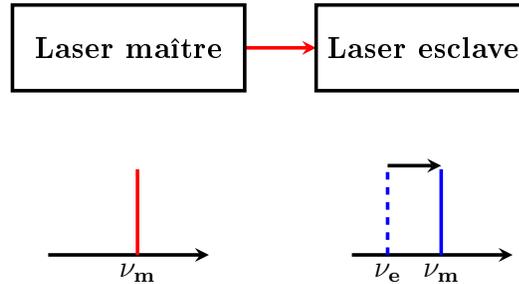


FIGURE 3.30: Représentation schématique du verrouillage par injection optique. ν_m et ν_e sont respectivement la fréquence optique du laser maître et du laser esclave.

La stabilisation d'un signal millimétrique par injection optique d'un peigne de longueur d'onde a déjà été démontrée sur des lasers bifréquences intégrés [117]. Une solution alternative a également été réalisée en se basant sur le phénomène de mélange à quatre ondes à l'aide d'un troisième laser intégré [118].

Une manière de s'affranchir de toute source optique externe est de tirer parti du principe de rétro-injection optique afin de verrouiller les deux lasers après modulation électro-optique. Cette solution a ainsi été implémentée avec succès pour stabiliser le battement de lasers bifréquence solides [119] et à semi-conducteur [40] en utilisant une photodiode externe. Le challenge est désormais de réaliser la même performance sur une source millimétrique monolithiquement intégrée telle que celle dont nous disposons.

Principe de la rétro-injection mutuelle

L'approche proposée consiste à générer par modulation un peigne de fréquence à l'aide d'un synthétiseur de fréquence électronique autour de chaque raie d'émission des lasers DFB de fréquences ν_1 et ν_2 et de réinjecter optiquement ce double peigne dans le composant. Cette configuration combine deux effets avantageux : premièrement, elle conduit à une réduction de la largeur spectrale des raies laser du fait de l'auto-injection de chaque laser sur lui-même ; deuxièmement, la boucle permet de réaliser une stabilisation mutuelle par verrouillage des deux lasers. En effet, une certaine harmonique n liée au signal de fréquence ν_1 peut réaliser l'injection du signal de fréquence ν_2 et vice-versa en ajustant l'intervalle spectral libre des peignes générés. Si l'on note f_{RF} la fréquence du synthétiseur électronique, nous avons dans ce cas $\nu_2 = \nu_1 + n.f_{RF}$. Le principe est illustré en figure 3.31.

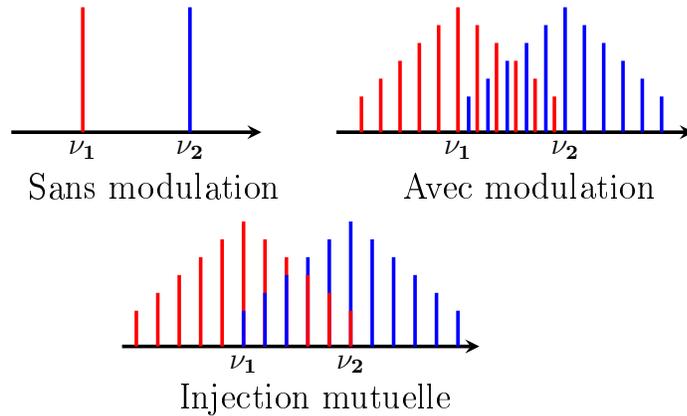


FIGURE 3.31: Schéma de principe de la rétro-injection mutuelle.

Dans de telles conditions, les deux lasers sont donc à la fois auto-injectés et mutuellement injectés, promettant ainsi une stabilisation significative et robuste du signal de battement et par conséquent une réduction importante de son bruit de phase.

Description du système expérimental

Le signal bifréquence issu du PIC est tout d'abord couplé à une fibre lentillée par l'intermédiaire de sa sortie optique puis envoyé sur circulateur optique tel que représenté en figure 3.32.

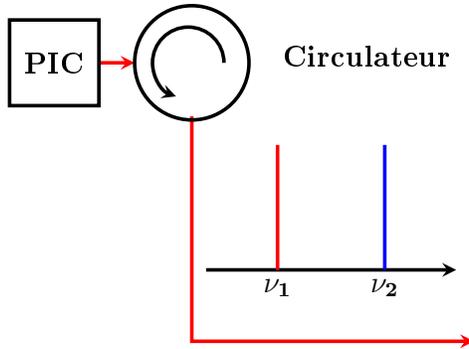


FIGURE 3.32: Schéma de principe du banc de rétro-injection mutuelle. Première étape : le signal issu de la sortie optique du PIC est envoyé sur un circulateur fibré.

Par la suite, un modulateur de phase ($M\Phi$) en niobate de lithium est utilisé pour générer par effet Pockels un peigne de fréquence optique autour de chaque raie laser tel que représenté sur le schéma ci-dessous.

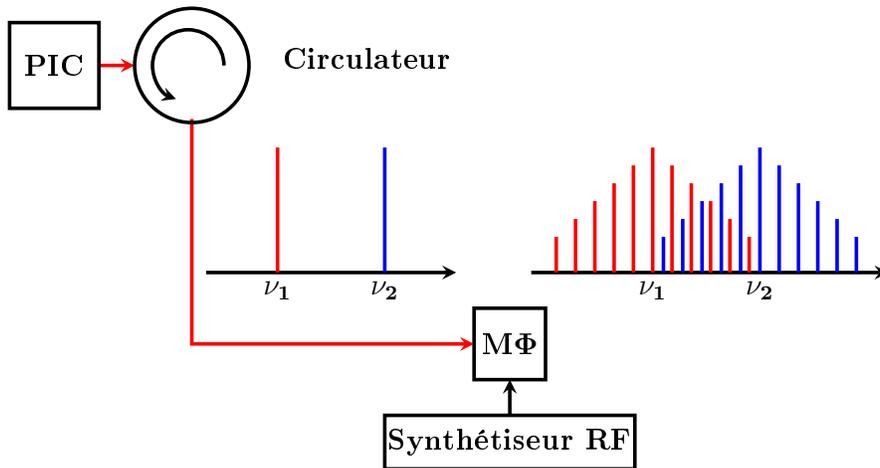


FIGURE 3.33: Deuxième étape : génération d'un peigne de longueur d'onde autour de chaque émission laser.

Le modulateur de phase est de la gamme Photline MPZLN-10 présentant une bande passante de 10 GHz et un faible V_π de 5V, permettant une génération efficace d'harmoniques d'ordre élevé sous forte puissance RF. Une telle propriété se révèle particulièrement utile pour le verrouillage des lasers sur une large gamme de fréquence. Le modulateur est commandé par un signal RF d'une puissance de 33 dBm fourni par un synthétiseur de fréquence de la gamme AGILENT E8257D suivi d'un amplificateur haute fréquence.

L'étape finale consiste à fermer la boucle et à ajuster la fréquence de verrouillage tel que le représente la figure 3.34.

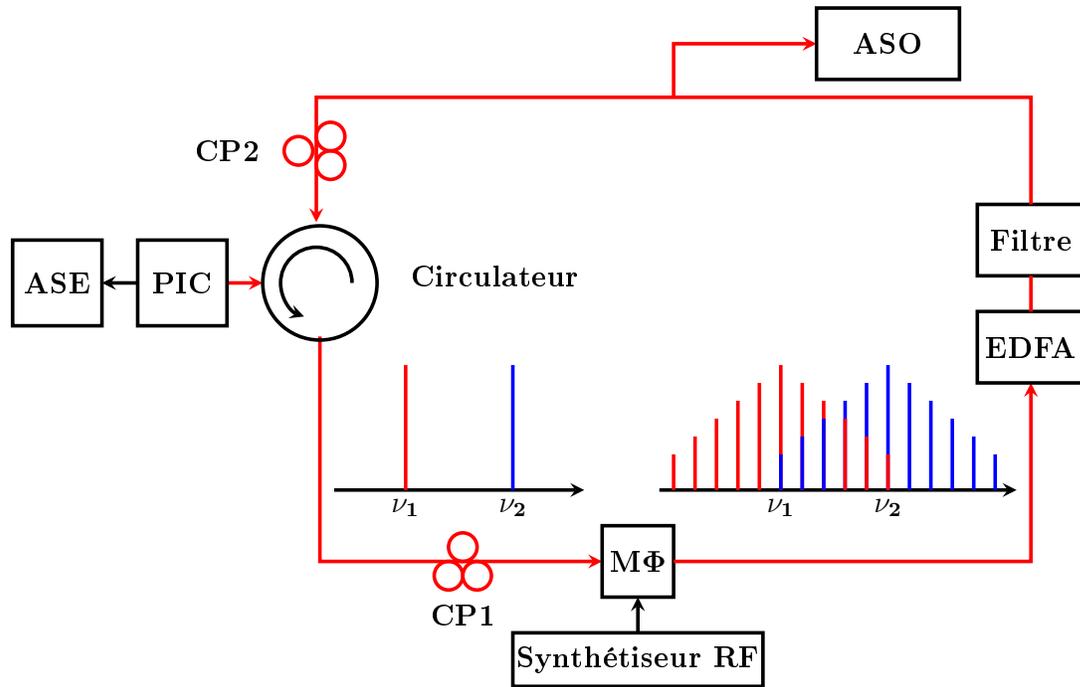


FIGURE 3.34: Dernière étape : verrouillage des deux lasers.

Du fait de la faible puissance optique du signal issu du PIC, un amplificateur à fibre dopé Erbium (EDFA) est inséré dans la boucle. En outre, un filtre optique d'une largeur de 0.7 nm est utilisé après l'EDFA dans le but de filtrer l'émission spontanée amplifiée et ainsi d'assurer une réinjection efficace. Deux contrôleurs de polarisation (CP1 et CP2) sont également utilisés lors de l'expérience : le premier afin d'ajuster la polarisation du signal à l'entrée du modulateur de phase et le second pour s'assurer du fait que la polarisation du signal de sortie du PIC et du signal réinjecté coïncident. Le

signal de battement électrique et le spectre optique sont contrôlés de façon simultanée respectivement à l'aide d'un analyseur de spectre électrique relié à la photodiode du PIC et d'un analyseur de spectre optique.

Résultats expérimentaux

A partir du système décrit ci-dessus, une démonstration de verrouillage par rétro-injection mutuelle a été réalisée sur un signal millimétrique. Dans cette expérience, les courants de polarisation des lasers sont ajustés afin d'obtenir une fréquence de battement de 90 GHz, ce qui correspond à une différence de longueur d'onde de 0.72 nm entre les deux DFB émettant à proximité de 1562 nm. Le composant est stabilisé en température à 20° par un module Peltier pour optimiser la stabilité à long terme du système. La puissance optique couplée dans le circulateur est estimée à 15 μW ; cette faible valeur est due à la forte divergence du faisceau à la sortie du PIC tel que mentionné précédemment. Les lasers présentent cependant un bon comportement monomode avec des rapports de suppression des modes latéraux supérieurs à 33 dB. Nous représentons le spectre optique à la sortie du PIC en figure 3.35.

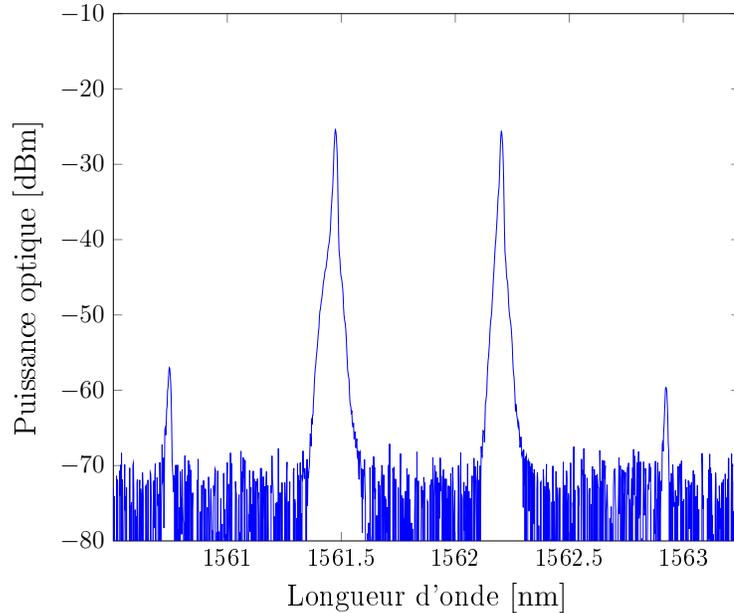


FIGURE 3.35: Spectre optique à la sortie du PIC.

Après passage dans le modulateur de phase, des harmoniques latérales correspondant au signal du synthétiseur sont générées autour de chaque raie laser. Sur la figure 3.36, nous représentons une comparaison entre les spectres optiques sans et avec modulation. Dans le second cas, la fréquence du synthétiseur est fixée à une valeur d'environ 18 GHz de manière à ce que la cinquième harmonique du signal avoisine la situation d'injection mutuelle. Les deux mesures étant réalisées en sortie du filtre optique i.e. juste avant la réinjection, nous pouvons observer qu'elles sont affectées par la fonction de transfert du filtre.

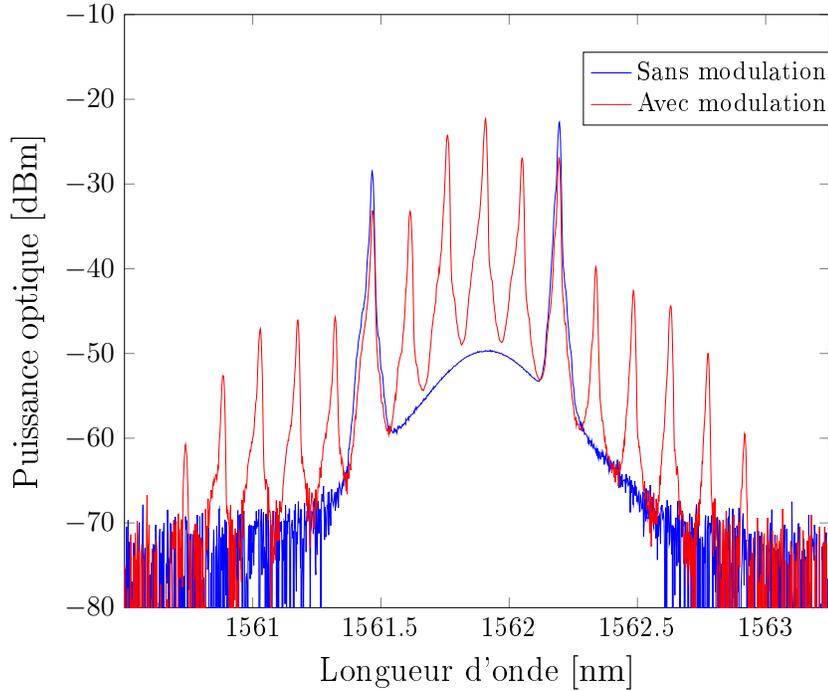


FIGURE 3.36: Comparaison entre les spectres optiques sans et avec modulation.

Concernant le battement obtenu en sortie de photodiode du PIC, le signal est tout d'abord descendu en fréquence à l'aide d'un mélangeur externe avant d'être analysé à l'analyseur de spectre électrique. La figure 3.37 représente le battement initial lorsque la boucle de rétro-injection optique est ouverte.

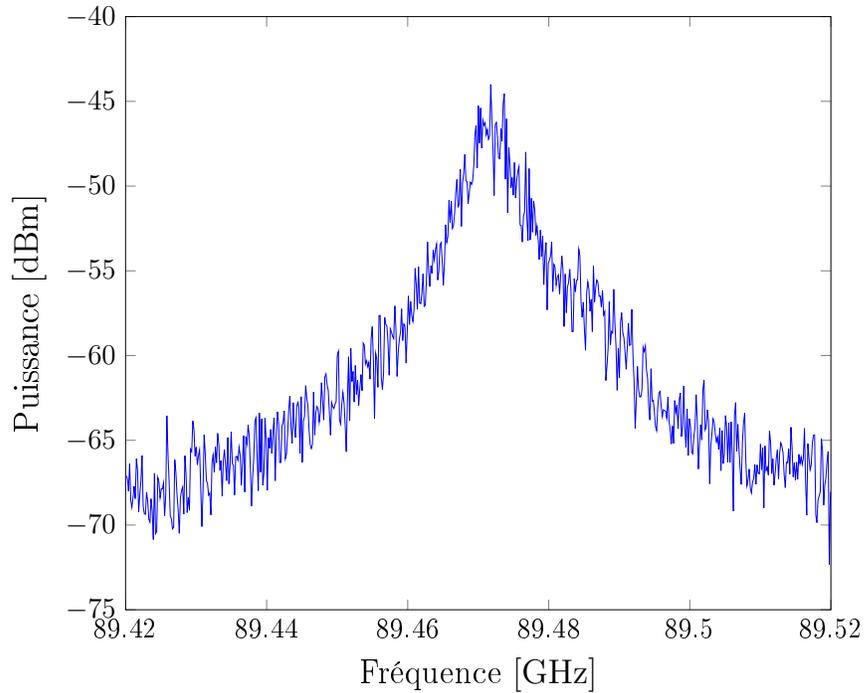


FIGURE 3.37: Spectre électrique de battement lorsque la boucle de rétro-injection optique est ouverte (RBW=300 kHz).

Sur la figure 3.38, nous représentons le comportement du spectre électrique correspondant au battement lorsque la boucle de rétro-injection optique est fermée mais qu'aucun signal n'est appliqué sur le modulateur de phase.

Nous pouvons identifier sur ce spectre l'effet de filtrage occasionné par la boucle optique qui se comporte dans ces conditions comme une simple cavité externe couplée aux deux lasers DFB. Cette cavité externe découpe le large signal de battement d'origine en tranches discrètes possédant un intervalle spectral libre de 5 MHz correspondant aux 40 m de chemin optique formés par les différents éléments fibrés de la boucle optique.

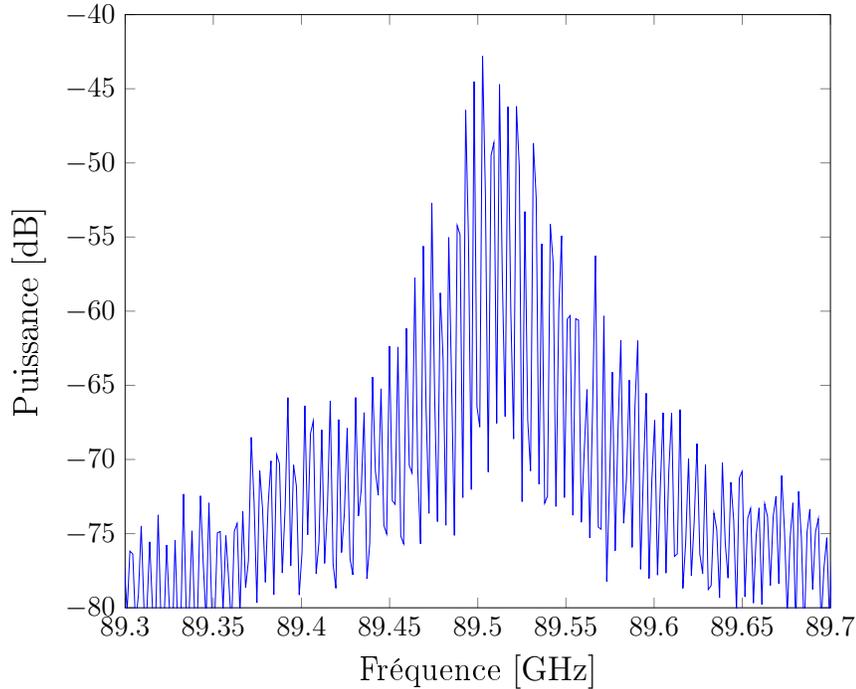


FIGURE 3.38: Spectre électrique de battement lorsque la boucle de rétro-injection optique est fermée et qu'aucun signal n'est appliqué sur le modulateur de phase (RBW=200 kHz).

En ajustant finalement de manière précise la fréquence de modulation autour de 18 GHz, nous pouvons faire en sorte que la cinquième harmonique du signal RF corresponde exactement à la fréquence de battement entre les deux lasers ($\nu_2 - \nu_1 = 5.f_{RF}$). De cette manière, les lasers sont verrouillés. Un pic de puissance de faible largeur spectrale émerge alors fortement et nous observons une réduction conséquente de la puissance des modes longitudinaux non injectés. La figure 3.39 montre la comparaison entre le spectre électrique original et le spectre correspondant au système verrouillé. Nous pouvons observer la forte émergence du pic du mode sélectionné qui présente un accroissement de puissance supérieur à 15 dB comparé au signal de battement original.

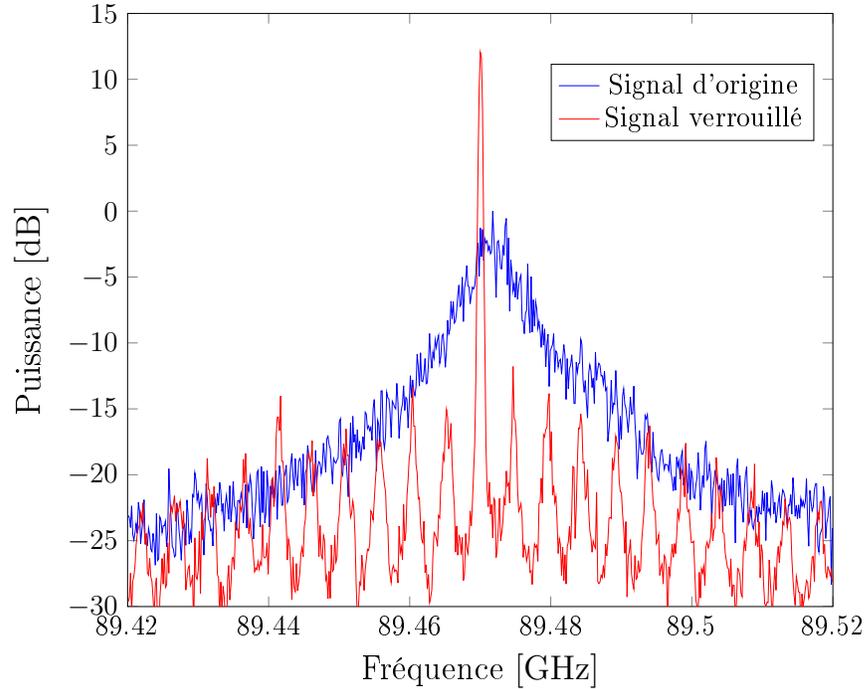


FIGURE 3.39: Comparaison entre le spectre électrique de battement d'origine et le spectre correspondant au signal verrouillé (RBW=300 kHz).

Ces résultats montrent ainsi que deux mécanismes sont impliqués pour la réduction de la largeur de raie du battement :

- Dans un premier temps la boucle de rétro-injection optique qui tranche le spectre optique original en modes discrets de faible largeur de raie.
- Dans un second temps l'injection mutuelle qui sélectionne un de ces modes et le fait émerger.

La combinaison de ces deux mécanismes entraîne l'importante réduction de la largeur de raie de battement et illustre un exemple probant de concentration d'énergie. La largeur de raie de battement du signal verrouillé est ainsi estimée à moins de 30 Hz (mesure limitée par la résolution de l'ASE), soit du même ordre de grandeur que les valeurs obtenues sur des lasers bifréquences à état solide [120], [121].

Des mesures de bruit de phase ont également été réalisées à l'aide de l'ASE. Nous représentons en figure 3.40 la mesure de bruit de phase du signal verrouillé en comparaison avec celle du signal du synthétiseur électronique.

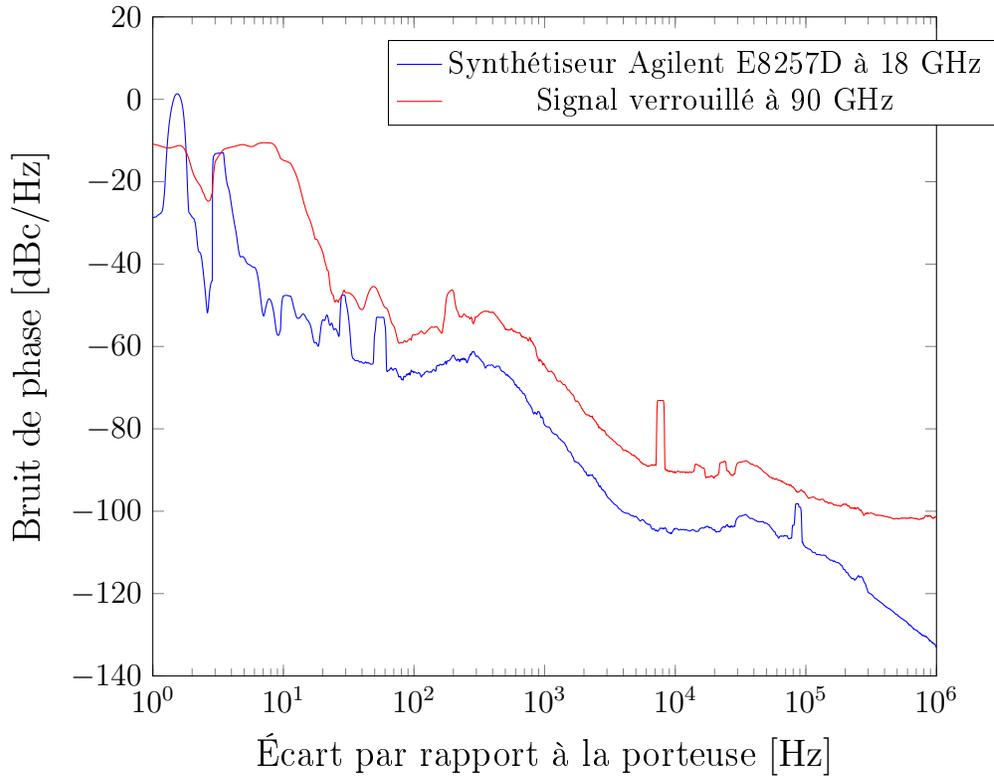


FIGURE 3.40: Mesure du bruit de phase du signal verrouillé en comparaison à celle du signal d'oscillateur électronique.

Le bruit de phase du signal verrouillé se situe à des valeurs inférieures à -90 dBc/Hz pour des écarts de fréquences supérieurs à 10 kHz par rapport à la porteuse attestant la haute pureté spectrale obtenue [122]. En comparaison au signal du synthétiseur électronique, le bruit de phase additif est évalué à 14 dB pour des fréquences comprises entre 100 Hz et 10 kHz. Ceci correspond à la dégradation théorique attendue pour la cinquième harmonique du synthétiseur d'après l'équation :

$$L(f_n) = L(f_0) + 20 \log(n) \quad (3.3)$$

avec $L(f_n)$ le bruit de phase de la n -ième harmonique et $L(f_0)$ le bruit de phase du signal de synthétiseur. Au-delà de 100 kHz on atteint le plancher du bruit de grenaille.

Rétro-injection par réflexion interne

Si le système évoqué précédemment a permis de stabiliser des fréquences millimétriques avec succès, le nombre d'éléments externes utilisés nuit à sa compacité. Pour pallier cela, une solution peut être de tirer parti des réflexions internes qui ont lieu à l'arrière des photodiodes UTC et de la possibilité d'effectuer une modulation interne du signal optique grâce au MEA. La lumière issue des deux lasers DFB est dans ce cas modulée par deux fois (avant et après la réflexion sur la facette), ce qui permet de générer par effet électro-optique des bandes latérales formant un peigne de fréquences optique comme dans le cas précédent. Du fait de la bande passante limitée du MEA intégré, la valeur de la fréquence stabilisée est néanmoins réduite et nous ne pouvons pas atteindre le domaine millimétrique.

Dans l'expérience réalisée, la fréquence de battement est donc fixée à 5 GHz, ce qui correspond à une différence de longueur d'onde de 0.04 nm entre les deux lasers fonctionnant aux environs de 1562 nm. Le modulateur est commandé par un signal électrique d'une puissance de 15 dBm et la température de la puce est maintenue à 25°C. Nous représentons en figure 3.41 la comparaison entre le spectre électrique du signal original et celui du signal verrouillé avec en vis à vis les spectres optiques correspondants.

Pour réaliser le verrouillage, le modulateur est commandé par un signal d'oscillateur local dont la fréquence est finement ajustée aux environs de $f_0 = 1$ GHz afin que la cinquième harmonique de chaque peigne optique corresponde de manière réciproque aux raies des lasers. De cette façon, nous observons à nouveau une nette réduction de la largeur de raie du signal de battement à des valeurs inférieures à 30 Hz (limite basse de l'ASE) ainsi qu'une amélioration de 20 dB de sa puissance [123].

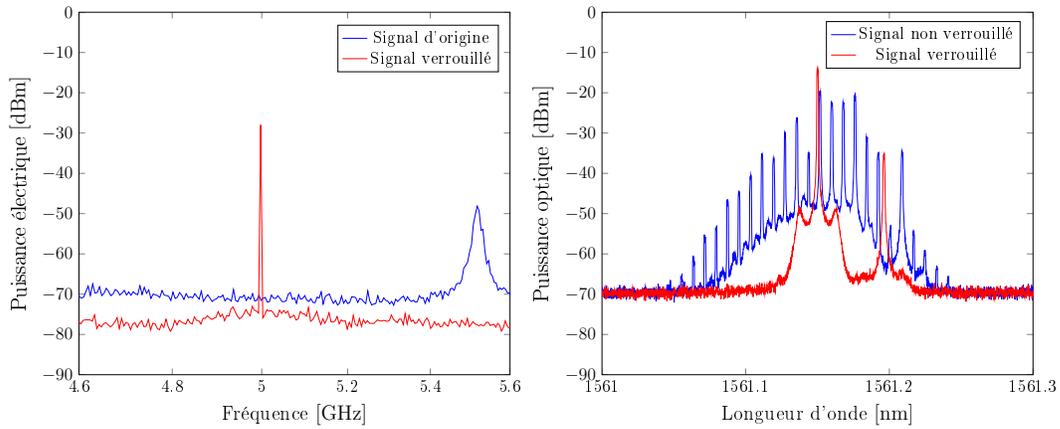


FIGURE 3.41: Comparaison entre les spectres de battement (à gauche, $\text{RBW}=20$ kHz) et les spectres optiques (à droite) lorsque le signal est verrouillé et non-verrouillé.

Ce résultat permet donc de montrer la possibilité de stabilisation de signaux hyperfréquences issus d'un PIC sans qu'aucun élément externe ne soit nécessaire. Pour atteindre des fréquences supérieures, il sera à l'avenir nécessaire d'améliorer la bande passante de modulation des MEA intégrés et de renforcer ses effets non-linéaires.

Conclusion du troisième chapitre

Les tests de caractérisation effectués sur nos sources hyperfréquences photoniques intégrées nous ont permis de mesurer leurs performances et de les évaluer par rapport aux objectifs fixés par le projet. Ces mesures ont notamment rempli les spécifications principales visées en termes de gamme d'accord et de transmission de données sans fil à haut débit. Plus particulièrement, une très large gamme d'accord a été démontrée, permettant de contrôler de manière continue la fréquence de fonctionnement sur une plage allant de 5 GHz à 110 GHz, exprimant ainsi la réussite de l'intégration de la photodiode UTC large bande avec les autres éléments du composant. Par ailleurs, les mesures de télécommunications millimétriques en espace libre ont également été positives. Il a ainsi été possible de démontrer la capacité du composant à réaliser une transmission sans fil à courte distance avec des débits allant jusqu'à 1 Gbit/s sur une porteuse à 90 GHz.

Des limitations sont néanmoins apparues au cours des caractérisations nous empêchant d'atteindre de plus hauts débits. Elles concernent notamment le detuning du modulateur à électro-absorption et l'instabilité en fréquence du signal généré par le PIC. Afin de surmonter ce dernier problème, des solutions permettant de stabiliser la fréquence porteuse, et plus particulièrement réduire son bruit de phase, ont été étudiées et mises en œuvre. Deux directions ont été envisagées : l'une basée sur une rétro-injection électronique et l'autre sur une rétro-injection optique. La première a pour but de réaliser une boucle à verrouillage de phase asservie (OPLL) à l'aide d'un circuit électronique dont la conception nécessite de connaître la fonction de transfert du PIC. Celle-ci a été déterminée grâce à un banc de caractérisation approprié. Les mesures qui en ont résulté ont cependant montré une réponse exclusivement thermique incompatible avec une modulation rapide et linéaire. Pour ce qui est de la seconde solution, le verrouillage robuste d'un signal millimétrique à 90 GHz à l'aide d'une rétro-injection optique mutuelle a été démontrée. La technique consiste à générer autour de chaque raie laser un peigne de fréquence qui est optiquement réinjecté dans le PIC, permettant ainsi d'atteindre une largeur de raie inférieure à 30 Hz avec un bruit de phase inférieur à -90 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse. Par ailleurs, une démonstration de principe de rétro-injection exempte d'éléments extérieurs au PIC a également été obtenue en tirant parti des réflexions internes sur la facette de la puce pour verrouiller un signal hyperfréquence à 5 GHz. La densité spectrale de puissance du signal de battement étant significativement améliorée,

la prochaine étape consistera à réaliser une transmission de données sans fil sur la porteuse verrouillée.

Conclusion générale

Ce travail de thèse, s'inscrivant dans le cadre de l'optique hyperfréquence, a permis de considérer en détail le développement de sources photoniques pour la génération de signaux hyperfréquences. Ces composants présentent un fort intérêt pour les applications radioélectriques, notamment dans la perspective de la montée en fréquence des systèmes. En particulier, leur utilisation est avantageuse pour les liaisons optiques/hyperfréquences haut débit sur porteuses millimétriques à des fréquences supérieures à 60 GHz tel que les réseaux de backhaul en milieux urbains ou accidentés. En outre, la grande directivité de l'onde à ces valeurs de fréquences peut être mise à profit pour des liaisons sécurisées.

Jusqu'à présent, l'un des freins au développement de systèmes de communications millimétriques provenait de l'absence de sources suffisamment performantes, notamment en termes de bruit de phase et de puissance délivrée. Basée sur le principe du photomélange, la source photonique que nous nous proposons de développer présentait l'avantage, contrairement aux sources purement électroniques, d'avoir un bruit de phase en théorie indépendant de la fréquence de fonctionnement. Compte tenu de l'efficacité et la flexibilité de la photonique sur Phosphore d'Indium (InP) aux longueurs d'ondes des télécommunications autour de 1550 nm, nous nous sommes donné comme objectif de réaliser cette source sur un circuit photonique intégré de manière monolithique sur ce matériau ; la puce ainsi projetée combine deux lasers DFB, un coupleur optique, une photodiode pour réaliser le photomélange par battement hétérodyne et une section de modulation à électro-absorption (MEA) de manière à transmettre le signal de données sur la porteuse générée. Le caractère hybride optique/électronique de ce système lui confère par ailleurs plusieurs propriétés intéressantes, notamment la capacité de générer des gammes de fréquences très larges et de pouvoir s'interconnecter facilement avec le réseau fibré.

Cet objectif a exigé un travail de conception avancé sur la structure verticale des matériaux semi-conducteurs du composant. Celui-ci intégrant des sections actives et passives, l'optimisation de la conception s'est faite en prenant compte des compromis à réaliser pour que ces différentes sections fonctionnent correctement tout en s'assurant que les performances globales restent conformes aux objectifs, notamment en termes de gamme d'accord et de bande passante. Il s'agit ainsi de contrôler la force de réseau des lasers DFB, le décalage en longueur d'onde pour le fonctionnement des sections amplificatrices et modulatrices, l'épaisseur des guides d'ondes ou encore la bande passante de la photodiode. Par ailleurs, la complexité du composant engage à penser fortement à l'optimisation du processus de fabrication parallèlement à la conception, en essayant notamment de limiter au possible le nombre d'étapes technologiques destinées à former le composants en différenciant les sections entre elles. Ce processus contient ainsi une quinzaine d'étape dont trois étapes d'épitaxie, l'une d'elle étant réalisée par aboutement (butt-joint) entre les sections actives et passives.

Suite à ce processus technologique, la première génération de composant, réalisée avant le commencement de cette thèse, a pu être caractérisée de manière avancée afin d'évaluer ses performances statiques et dynamiques. Ces mesures ont permis de valider la plupart des objectifs visés par le projet, dont le premier était de démontrer la possibilité d'effectuer un accord très large de la fréquence de battement. Nous avons ainsi pu contrôler de manière continue, en ajustant le courant d'un laser par rapport à l'autre, cette fréquence de fonctionnement sur une plage allant de 5 GHz à 110 GHz, exprimant ainsi la réussite de l'intégration de la photodiode large bande avec les autres éléments du composant. Par ailleurs, nous souhaitons également pouvoir effectuer une transmission sans fil haut débit à l'aide de notre source, en injectant un signal de données sur la section modulatrice MEA. Ces mesures de télécommunications millimétriques en espace libre ont elles aussi été couronnées de succès puisqu'il a été possible de démontrer la capacité du composant à réaliser une transmission sans fil à courte distance avec des débits allant jusqu'à 1 Gbit/s sur une porteuse à 90 GHz, ceci en utilisant une détection d'enveloppe à l'aide d'une diode de type Schottky. Afin d'améliorer davantage ces performances de transmission, nous avons par la suite mis en place une autre méthode de réception basée sur une détection hétérodyne, théoriquement plus efficace et plus sensible que la détection d'enveloppe, où le signal hyperfréquence est descendu en bande de base au préalable de la démodulation du signal de données. Cette configuration a néanmoins conduit

à une limitation du débit à 200 Mbit/s du fait de l'importance du bruit de phase de la source entraînant des erreurs d'interprétation du signal de donnée à la réception. Dans le cas d'un photomélange, cet excès de bruit est directement lié aux largeurs de raies des lasers dont les valeurs se sont révélées être supérieures à 2 MHz.

Afin de remédier à ce problème, nous avons alors exploré deux solutions permettant de stabiliser le signal hyperfréquence. La première solution consistait à étudier les possibilités de réalisation d'une boucle à verrouillage de phase optique (OPLL). La conception de cet asservissement électronique nécessitant de connaître la fonction de transfert du composant, nous avons mis en place un banc de caractérisation approprié. Les mesures qui en ont résulté ont cependant attesté des réponses exclusivement thermiques incompatibles avec une modulation rapide, linéaire et importante de la phase du signal. Cette limitation, combinée à la difficulté de mise en œuvre du circuit d'asservissement nous a conduit à abandonner cette approche et à se focaliser sur une autre solution, cette fois-ci basée sur une rétro-injection optique. Nous avons ainsi employé une technique inédite consistant à générer autour de chaque raie laser un peigne de fréquence et à les réinjecter optiquement dans le composant pour produire une stabilisation robuste du signal de battement. Cette technique nous a ainsi permis de réduire considérablement la largeur de raie de ce signal, avec des valeurs inférieures à 30 Hz, et à obtenir des bruit de phase inférieurs à -90 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse ; ces résultats constituent l'état de l'art pour une source photonique totalement intégrée fonctionnant en bande W (75-110 GHz). Par ailleurs, une rétroinjection exempte d'éléments extérieurs au PIC a également été accomplie en tirant parti des réflexions internes sur la facette de la puce pour verrouiller un signal hyperfréquence à 5 GHz.

A l'issue de ce travail effectué sur les puces de première génération, une seconde génération a été conçue afin de corriger les limitations observées jusqu'alors. Il s'agissait notamment d'améliorer les performances intrinsèques de la puce en termes de bruit de phase en réduisant la largeur de raie des lasers. Ainsi, nous avons proposé une nouvelle architecture de cavité asymétrique implémentant notamment des miroirs hautement réfléchissants intégrés, réalisés par gravure profonde de réseaux de Bragg, ainsi que des lasers plus longs. Par ailleurs, l'étude et la conception de réflecteurs constitués de réseaux aléatoires ont également été menées afin de réduire la largeur de raie des lasers par réflexions extra-cavité sans occasionner de résonances parasites, ces travaux ayant donné lieu à un brevet industriel. Enfin, une optimisation de la

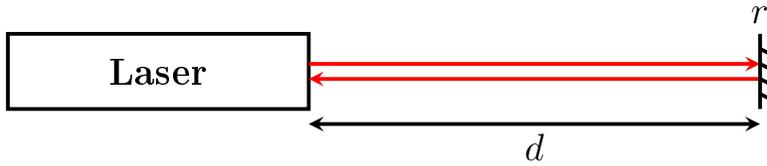
structure de la photodiode a été effectuée afin d'améliorer sa bande passante. La complexité du processus n'a pas permis de terminer la fabrication de ces nouveaux composants en temps voulu, elle est actuellement en cours et devrait s'achever mi-2016.

Cette thèse a finalement démontré la capacité des composants photoniques monolithiquement intégrés à constituer des sources micro-ondes largement accordables ainsi que leur aptitude à être employés en tant qu'émetteurs dans une transmission de données sans fil à haut débit. Nous espérons avoir convaincu le lecteur de l'intérêt de l'optique pour la génération et la modulation des ondes hyperfréquences et plus particulièrement en ce qui concerne les fréquences millimétriques. Les perspectives de ce travail s'orientent désormais vers une étude plus approfondie des possibilités d'intégration des sections modulatrice et photodiode afin d'obtenir des bandes passantes de modulation et de génération de signal plus élevées. Les questions d'efficacité énergétique et de conditionnement (packaging) devront également être explorées plus avant. Enfin une fabrication plus maîtrisée des composants sera nécessaire afin de répondre aux contraintes de reproductibilité.

Annexe 1

Réduction de la largeur de raie à l'aide de réflecteurs distribués aléatoirement

Considérons un laser fonctionnant à la fréquence $f = 2\pi\omega_0$ et subissant une réflexion faible de la part d'un réflecteur externe de réflectivité complexe $r = Re^{i\phi_R}$ placé à une distance $d = c\tau$ tel que représenté sur la figure suivante.



D'après le modèle proposé par Agrawal [94], si l'on néglige les effets d'amplitude et que l'on considère une variation lente durant l'aller-retour, l'évolution de la phase instantanée $\phi(t)$ du laser répond à l'équation :

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = -\rho\sqrt{1 + \alpha_h^2} \cos(\phi_0 + \tan^{-1} \alpha_h)(\phi(t) - \phi(t - \tau)) + F_\phi \quad (3.4)$$

avec F_ϕ la source de bruit de phase due aux forces de Langevin, α_h le facteur de Henry, $\phi_0 = \omega_0\tau + \phi_R$ le déphasage correspondant à la cavité externe et $\rho = \frac{\eta R}{\tau}$ le taux de réflexion, η étant le facteur de couplage et τ_l le temps d'aller-retour des photons dans la cavité laser.

La transformée de Fourier correspondante nous donne l'équation :

$$\tilde{\phi}(\omega) = \frac{\tilde{F}_\phi}{j\omega + \rho\sqrt{1 + \alpha_h^2} \cos(\phi_0 + \tan^{-1} \alpha_h)(1 - e^{-j\omega\tau})} \quad (3.5)$$

Pour une succession de réflecteurs placés à des distances $d_i = c\tau_i$ et présentant des taux de réflexion $\rho_i \ll 1$, nous pouvons alors réécrire l'équation 3.5 telle que :

$$\tilde{\phi}(\omega) = \frac{\widetilde{F}_\phi}{j\omega + \sum_i \rho_i \sqrt{1 + \alpha_h^2} \cos(\omega\tau_i + \tan^{-1} \alpha_h)(1 - e^{-j\omega\tau_i})} \quad (3.6)$$

La densité spectrale associée nous donne :

$$S_\phi(\omega) = \langle |\tilde{\phi}|^2 \rangle = \frac{\langle |\widetilde{F}_\phi|^2 \rangle}{\omega^2 + \langle A \rangle} \quad (3.7)$$

avec

$$\begin{aligned} A = & j\omega \sum_i \rho_i \sqrt{1 + \alpha_h^2} \cos(\omega\tau_i + \tan^{-1} \alpha_h)(1 - e^{-j\omega\tau_i}) \\ & - j\omega \sum_i \rho_i \sqrt{1 + \alpha_h^2} \cos(\omega\tau_i + \tan^{-1} \alpha_h)(1 - e^{+j\omega\tau_i}) \\ & + \sum_i \sum_j \rho_i \rho_j (1 + \alpha_h^2) \cos(\omega\tau_i + \tan^{-1} \alpha_h) \cos(\omega\tau_j + \tan^{-1} \alpha_h)(1 - e^{-j\omega\tau_i})(1 - e^{+j\omega\tau_j}) \end{aligned} \quad (3.8)$$

L'aspect aléatoire de la distribution des réflecteurs conduit à une simplification de nombreux termes en valeur moyenne tel que :

$$\langle A \rangle = \frac{1}{2}(1 + \alpha_h^2) \sum_i \rho_i^2 |1 - e^{-j\omega\tau_i}|^2 \quad (3.9)$$

En considérant un spectre de type lorentzien, on peut retrouver la largeur de raie $\Delta\nu$ du laser réinjecté selon :

$$\Delta\nu = \lim_{\omega \rightarrow 0} (\omega^2 S_\phi(\omega)) \quad (3.10)$$

soit :

$$\Delta\nu = \frac{\langle |\widetilde{F}_\phi|^2 \rangle}{1 + \frac{1}{2}(1 + \alpha_h^2) \sum_i \rho_i^2 \tau_i^2} \quad (3.11)$$

La largeur de raie du laser d'origine étant $\Delta\nu_0 = \langle |\widetilde{F}_\phi|^2 \rangle$, le facteur de réduction de la largeur de raie est finalement défini par :

$$\zeta = \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_0} = 1 + \frac{1}{2}(1 + \alpha_h^2) \sum_i \rho_i^2 \tau_i^2 \quad (3.12)$$

Bibliographie

- [1] <http://www.iphos-project.eu/>.
- [2] www.ist-iphobac.org.
- [3] R. Sorrentino and G. Bianchi. *Microwave and RF Engeneering*. Addison-Wesley Publishing Company, 2010.
- [4] 521-2002 - IEEE Standard Letter Designations for Radar-Frequency Bands. Institute of Electrical and Electronics Engineers, 2003.
- [5] Hiroyuki Takahashi. Compact, Low Power 120 GHz-band Wireless Link for 10Gbit/s Data Transmission. NTT Technical Review, 2009.
- [6] A. Stohr. Photonic millimeter-wave generation and its applications in high data rate wireless access. In *Microwave Photonics (MWP), 2010 IEEE Topical Meeting on*, pages 7–10, 2010.
- [7] Nan Guo, Robert C Qiu, Shaomin S Mo, and Kazuaki Takahashi. 60-ghz millimeter-wave radio : Principle, technology, and new results. *EURASIP Journal on Wireless Communications and Networking*, 2007(1) :068253, 2007.
- [8] Use of the 57 - 64 GHz Frequency Band for Point-to-Point Fixed Wireless Systems. Electronic Communications Committee, 2009.
- [9] Jean-Louis Coutaz, Frédéric Garet, and Lionel Duvillaret. Potentialité des ondes térahertz en imagerie. *La Revue de l'Electricité et de l'Electronique*, (9) :29–38, October 2007.
- [10] MMICs Meet Bandwidth Demands At Millimeter-Wave Frequencies. Electronic Design, September 2009.
- [11] A.J. Seeds and K.J. Williams. Microwave photonics. *Lightwave Technology, Journal of*, 24(12) :4628–4641, Dec 2006.
- [12] IEEE Standard Definitions of Physical Quantities for Fundamental Frequency and Time Metrology - Random Instabilities. *IEEE Std 1139-1999*, pages 0–1, 1999.

- [13] B. Razavi. A study of phase noise in cmos oscillators. *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, 31(3) :331–343, Mar 1996.
- [14] M.C. Tsai, A. Olsen, D. Blumberg, G. Cipriano, and R. Mignard. Synthesizer phase noise requirements for fsk microwave radios. In *ARFTG Conference Digest-Spring, 53rd*, volume 35, pages 1–4, June 1999.
- [15] T. Pollet, M. Van Bladel, and M. Moeneclaey. Ber sensitivity of ofdm systems to carrier frequency offset and wiener phase noise. *Communications, IEEE Transactions on*, 43(2/3/4) :191–193, Feb 1995.
- [16] www.millitech.com/MMW-Sources-PLS.htm.
- [17] B. De Muer, M. Borremans, M. Steyaert, and G. Li Puma. A 2-ghz low-phase-noise integrated lc-vco set with flicker-noise upconversion minimization. *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, 35(7) :1034–1038, July 2000.
- [18] Ultra Low Phase Noise 200 MHz to 12 GHz Multiplied Crystal Oscillators. *Microwave journal*, October 2009.
- [19] L. Dussopt, D. Guillois, and G.M. Rebeiz. A low phase noise silicon 9 ghz vco and an 18 ghz push-push oscillator. In *Microwave Symposium Digest, 2002 IEEE MTT-S International*, volume 2, pages 695–698 vol.2, June 2002.
- [20] C.-H. Lee, S. Han, B. Matinpour, and J. Laskar. A low phase noise x-band mmic gaas mesfet vco. *Microwave and Guided Wave Letters, IEEE*, 10(8) :325–327, Aug 2000.
- [21] www.analog.com/en/products/rf-microwave/vcos-plos/vcos-plos/hmc358.html.
- [22] synergymwave.com/products/vco/datasheet/DCYS160360-5.pdf.
- [23] <http://www.infineon.com>.
- [24] X. Steve Yao and Lute Maleki. Optoelectronic microwave oscillator. *J. Opt. Soc. Am. B*, 13(8) :1725–1735, Aug 1996.
- [25] D. Eliyahu, D. Seidel, and L. Maleki. Rf amplitude and phase-noise reduction of an optical link and an opto-electronic oscillator. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 56(2) :449–456, Feb 2008.
- [26] D. Eliyahu and L. Maleki. Low phase noise and spurious level in multi-loop opto-electronic oscillators. In *Frequency Control Symposium and*

- PDA Exhibition Jointly with the 17th European Frequency and Time Forum, 2003. Proceedings of the 2003 IEEE International*, pages 405–410, May 2003.
- [27] X. Steve Yao and Lute Maleki. Dual microwave and optical oscillator. *Opt. Lett.*, 22(24) :1867–1869, Dec 1997.
- [28] E. Salik, N. Yu, and L. Maleki. An ultralow phase noise coupled optoelectronic oscillator. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 19(6) :444–446, March 2007.
- [29] Dan Zhu, Shilong Pan, and De Ben. Tunable frequency-quadrupling dual-loop optoelectronic oscillator. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 24(3) :194–196, Feb 2012.
- [30] Wangzhe Li and Jianping Yao. A wideband frequency tunable optoelectronic oscillator incorporating a tunable microwave photonic filter based on phase-modulation to intensity-modulation conversion using a phase-shifted fiber bragg grating. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 60(6) :1735–1742, June 2012.
- [31] www.oewaves.com/.
- [32] A. Beck, G. Ducournau, M. Zaknoune, E. Peytavit, T. Akalin, J.F. Lampin, F. Mollot, F. Hindle, C. Yang, and G. Mouret. High-efficiency uni-travelling-carrier photomixer at 1550 nm and spectroscopy application up to 1.4 thz. *Electronics Letters*, 44(22) :1320–1321, 2008.
- [33] G. Ducournau, P. Szriftgiser, T. Akalin, A. Beck, D. Bacquet, E. Peytavit, and J. F. Lampin. Highly coherent terahertz wave generation with a dual-frequency brillouin fiber laser and a 1550 nm photomixer. *Opt. Lett.*, 36(11) :2044–2046, Jun 2011.
- [34] M. Alouini, M. Brunel, F. Bretenaker, M. Vallet, and A. Le Floch. Dual tunable wavelength er,yb :glass laser for terahertz beat frequency generation. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 10(11) :1554–1556, Nov 1998.
- [35] M. Weiß, M. Huchard, A. Stohr, B. Charbonnier, S. Fedderwitz, and D. S. Jager. 60-GHz photonic millimeter-wave link for short- to medium-range wireless transmission up to 12.5 Gb/s. *Journal of Light-wave Technology*, 26(15) :2424–2429, Aug 2008.
- [36] L. Piccari and P. Spano. New method for measuring ultrawide frequency response of optical detectors. *Electronics Letters*, 18(3) :116–118, February 1982.

- [37] R.T. Ramos and A.J. Seeds. Fast heterodyne optical phase-lock loop using double quantum well laser diodes. *Electronics Letters*, 28(1) :82–83, Jan 1992.
- [38] L. Goldberg, H.F. Taylor, J.F. Weller, and D.M. Bloom. Microwave signal generation with injection-locked laser diodes. *Electronics Letters*, 19(13) :491–493, June 1983.
- [39] F. Van Dijk, A. Accard, A. Enard, O. Drisse, D. Make, and F. Lelarge. Monolithic dual wavelength dfb lasers for narrow linewidth heterodyne beat-note generation. In *Microwave Photonics, 2011 International Topical Meeting on Microwave Photonics Conference, 2011 Asia-Pacific, MWP/APMP*, pages 73–76, Oct 2011.
- [40] L. Wang, M. Romanelli, F. van Dijk, and M. Vallet. Photonic microwave oscillator based on monolithic dfb lasers with frequencyshifted feedback. *Electronics Letters*, 50(6) :451–452, March 2014.
- [41] S. Ristic, A. Bhardwaj, M.J. Rodwell, L.A. Coldren, and L.A. Johansson. An optical phase-locked loop photonic integrated circuit. *Lightwave Technology, Journal of*, 28(4) :526–538, Feb 2010.
- [42] G.A. Vawter, A. Mar, V. Hietala, J. Zolper, and J. Hohimer. All optical millimeter-wave electrical signal generation using an integrated mode-locked semiconductor ring laser and photodiode. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 9(12) :1634–1636, Dec 1997.
- [43] J. Capmany, B. Ortega, A. Martinez, D. Pastor, M. Popov, and P.-Y. Fonjallaz. Multiwavelength single sideband modulation for wdm radio-over-fiber systems using a fiber grating array tandem device. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 17(2) :471–473, Feb 2005.
- [44] J. Capmany, D. Pastor, P. Muñoz, S. Sales, B. Ortega, and A. Martinez. Wdm-ssb generation and dispersion mitigation in radio over fiber systems with improved performance using an awg multiplexer with flat top resonances. In *Microwave Photonics, 2003. MWP 2003 Proceedings. International Topical Meeting on*, pages 39–42, Sept 2003.
- [45] U. Gliese, S. Norskov, and T.N. Nielsen. Chromatic dispersion in fiber-optic microwave and millimeter-wave links. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 44(10) :1716–1724, Oct 1996.
- [46] L. Frenzel. Millimeter Waves Will Expand The Wireless Future. *Electronic Design*, March 2013.

- [47] www.siklu.com/.
- [48] www.siliconimage.com/.
- [49] www.analog.com/.
- [50] Akihiko Hirata, R. Yamaguchi, T. Kosugi, H. Takahashi, K. Murata, T. Nagatsuma, N. Kukutsu, Y. Kado, N. Iai, S. Okabe, S. Kimura, H. Ikegawa, H. Nishikawa, T. Nakayama, and T. Inada. 10-Gbit/s wireless link using InP HEMT MMICs for generating 120-GHz-Band millimeter-wave signal. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 57(5) :1102–1109, May 2009.
- [51] F. M. Kuo, C. B. Huang, J. W. Shi, N. W. Chen, H. P. Chuang, J. E. Bowers, and C. L. Pan. Remotely up-converted 20-Gbit/s error-free wireless on-off-keying data transmission at W-band using an ultra-wideband photonic transmitter-mixer. *IEEE Photonics Journal*, 3(2) :209–219, April 2011.
- [52] M. J. Fice, E. Rouvalis, F. van Dijk, A. Accard, F. Lelarge, C. C. Renaud, G. Carpintero, and A. J. Seeds. 146-GHz millimeter-wave radio-over-fiber photonic wireless transmission system. *Opt. Express*, 20(2) :1769–1774, Jan 2012.
- [53] T.L. Koch and U. Koren. InP-based photonic integrated circuits. *Optoelectronics, IEE Proceedings J*, 138(2) :139–147, Apr 1991.
- [54] M. Le Pallec, C. Kazmierski, E. Vergnol, S. Perrin, J.G. Provost, P. Doussiere, G. Glastre, D. Carpentier, and S. Fabre. New integrated buried laser-ridge modulator with identical active layer. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 15(3) :362–364, March 2003.
- [55] D. S. Chemla, T. C. Damen, D. A. B. Miller, A. C. Gossard, and W. Wiegmann. Electroabsorption by stark effect on room-temperature excitons in GaAs/GaAlAs multiple quantum well structures. *Applied Physics Letters*, 42(10), 1983.
- [56] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood, and C. A. Burrus. Electric field dependence of optical absorption near the band gap of quantum-well structures. *Phys. Rev. B*, 32 :1043–1060, Jul 1985.
- [57] S. Nojima and K. Wakita. Optimization of quantum well materials and structures for excitonic electroabsorption effects. *Applied Physics Letters*, 53(20), 1988.

- [58] A. M. Fox, D. A. B. Miller, G. Livescu, J. E. Cunningham, J. E. Henry, and W. Y. Jan. Exciton saturation in electrically biased quantum wells. *Applied Physics Letters*, 57(22), 1990.
- [59] Thomas H. Wood, John Z. Pastalan, Charles A. Burrus, Bart C. Johnson, Barry I. Miller, Jose L. deMiguel, Uziel Koren, and Martin G. Young. Electric field screening by photogenerated holes in multiple quantum wells : A new mechanism for absorption saturation. *Applied Physics Letters*, 57(11), 1990.
- [60] O. Mitomi, S. Nojima, I. Kotaka, K. Wakita, K. Kawano, and M. Nagayama. Chirping characteristic and frequency response of mqw optical intensity modulator. *Lightwave Technology, Journal of*, 10(1) :71–77, Jan 1992.
- [61] William Streifer, D.R. Scifres, and R. Burnham. Coupling coefficients for distributed feedback single- and double-heterostructure diode lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 11(11) :867–873, Nov 1975.
- [62] A. Yariv. Coupled-mode theory for guided-wave optics. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 9(9) :919–933, Sep 1973.
- [63] H.A. Macleod. *Thin-film optical filters*. Adam Hilger, 1985.
- [64] H. Kogelnik. Coupled wave theory for thick hologram gratings. *The Bell System Technical Journal*, 48(9) :2909–2947.
- [65] William Streifer, R. Burnham, and D.R. Scifres. Effect of external reflectors on longitudinal modes of distributed feedback lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 11(4) :154–161, Apr 1975.
- [66] Katsuyuki Utaka, Shigeyuki Akiba, K. Sakai, and Yuichi Matsushima. Effect of mirror facets on lasing characteristics of distributed feedback ingaasp/inp laser diodes at 1.5 μ m range. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 20(3) :236–245, Mar 1984.
- [67] J. Buus. Dynamic single-mode operation of dfb lasers with phase shifted gratings and reflecting mirrors. *Optoelectronics, IEE Proceedings J*, 133(2) :163–, April 1986.
- [68] E. C. M. Pennings, R. J. Deri, A. Scherer, R. Bhat, T. R. Hayes, N. C. Andreadakis, M. K. Smit, L. B. Soldano, and R. J. Hawkins. Ultra-compact, low loss directional couplers on inp based on self imaging by multimode interference. *Applied Physics Letters*, 59(16) :1926–1928, 1991.

- [69] B. Broberg and S. Lindgren. Refractive index of in1-xgaxasy1-y layers and inp in the transparent wavelength region. *Journal of Applied Physics*, 55(9), 1984.
- [70] M.J. Robertson, P.C. Kendall, S. Ritchie, P.W.A. McIlroy, and M.J. Adams. The weighted index method : a new technique for analyzing planar optical waveguides. *Lightwave Technology, Journal of*, 7(12) :2105–2111, Dec 1989.
- [71] J. Buus. The effective index method and its application to semiconductor lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 18(7) :1083–1089, Jul 1982.
- [72] G. Morthier. An accurate rate-equation description for dfb lasers and some interesting solutions. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 33(2) :231–237, Feb 1997.
- [73] C.H. Henry. Theory of the linewidth of semiconductor lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 18(2) :259–264, Feb 1982.
- [74] S. Ogita, Y. Kotaki, M. Matsuda, Y. Kuwahara, and H. Ishikawa. Long-cavity multiple-phase-shift distributed feedback laser diode for linewidth narrowing. *Lightwave Technology, Journal of*, 8(10) :1596–1604, Oct 1990.
- [75] M. Okai, T. Tsuchiya, K. Uomi, N. Chinone, and T. Harada. Corrugation-pitch modulated mqw-dfb lasers with narrow spectral linewidth. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 27(6) :1767–1772, Jun 1991.
- [76] H. Ishii, K. Kasaya, and H. Oohashi. Spectral linewidth reduction in widely wavelength tunable dfb laser array. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 15(3) :514–520, May 2009.
- [77] Hans Bissessur. Effects of hole burning, carrier-induced losses and the carrier-dependent differential gain on the static characteristics of dfb lasers. *Lightwave Technology, Journal of*, 10(11) :1617–1630, Nov 1992.
- [78] H. Soda, Y. Kotaki, H. Sudo, H. Ishikawa, S. Yamakoshi, and H. Imai. Stability in single longitudinal mode operation in gainasp/inp phase-adjusted dfb lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 23(6) :804–814, Jun 1987.
- [79] J.E.A. Whiteaway, G.H.B. Thompson, A.J. Collar, and C.J. Armistead. The design assessment of $\lambda/4$ phase-shifted dfb laser structures. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 25(6) :1261–1279, Jun 1989.

- [80] P. Vankwikelberge, G. Morthier, and R. Baets. Cladiss-a longitudinal multimode model for the analysis of the static, dynamic, and stochastic behavior of diode lasers with distributed feedback. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 26(10) :1728–1741, Oct 1990.
- [81] I. Orfanos, T. Spicopoulos, A. Tsigopoulos, and C. Caroubalos. A tractable above-threshold model, for the design of dfb and phase-shifted dfb lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 27(4) :946–956, Apr 1991.
- [82] G. Bjork and Olle Nilsson. A new exact and efficient numerical matrix theory of complicated laser structures : properties of asymmetric phase-shifted dfb lasers. *Lightwave Technology, Journal of*, 5(1) :140–146, Jan 1987.
- [83] K. Utaka, S. Akiba, K. Sakai, and Y. Matsushima. Room-temperature cw operation of distributed-feedback buried-heterostructure ingaasp/inp lasers emitting at 1.57 μ m. *Electronics Letters*, 17(25) :961–963, December 1981.
- [84] M. Kitamura, M. Yamaguchi, S. Murata, I. Mito, and K. Kobayashi. High-performance single-longitudinal-mode operation of ingaasp/inp dfb-dc-pbh ld's. *Lightwave Technology, Journal of*, 2(4) :363–369, Aug 1984.
- [85] M. Kitamura, M. Yamaguchi, K. Emura, I. Mito, and K. Kobayashi. Lasing mode and spectral linewidth control by phase tunable distributed feedback laser diodes with double channel planar buried heterostructure (dfb-dc-pbh ld's). *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 21(5) :415–417, May 1985.
- [86] V. Jayaraman, Z. M. Chuang, and L. A. Coldren. Theory, design, and performance of extended tuning range semiconductor lasers with sampled gratings. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 29(6) :1824–1834, Jun 1993.
- [87] O. Nilsson and Y. Yamamoto. Small-signal response of a semiconductor laser with inhomogeneous linewidth enhancement factor : Possibilities of a flat carrier induced FM response. *Applied Physics Letters*, 46(3), 1985.
- [88] T. Numai, S. Murata, and I. Mito. 1550nm wavelength tunable phase-shift controlled distributed feedback laser diode with constant spectral

- linewidth in tuning operation. *Electronics Letters*, 24(24) :1526–1528, Nov 1988.
- [89] N. Nunoya, Y. Shibata, H. Ishii, H. Okamoto, Y. Kawaguchi, Y. Kondo, H. Oohashi, and K. Kato. Novel tunable DFB laser with separated high coupling coefficient gratings. In *2006 International Conference on Indium Phosphide and Related Materials Conference Proceedings*, pages 68–71, 2006.
- [90] F. Koyama, Y. Suematsu, S. Arai, and T. Tawee. 1500-1600nm gainasp/inp dynamic-single-mode (dsm) lasers with distributed bragg reflector. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 19(6) :1042–1051, June 1983.
- [91] Joël Jacquet. *Contribution à l'étude de lasers à semi-conducteurs multisections émettant à 1550nm accordables en longueur d'onde*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications.
- [92] B.R. Bennett, Richard A. Soref, and J.A. del Alamo. Carrier-induced change in refractive index of inp, gaas and ingaasp. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 26(1) :113–122, Jan 1990.
- [93] G.H. Duan, F. Van Dijk, and G. Kervella. Laser source with reduced linewidth. Patent number 20150171593, June 2015.
- [94] G. Agrawal. Line narrowing in a single-mode injection laser due to external optical feedback. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 20(5) :468–471, May 1984.
- [95] G.H. Duan, F. Favre, and D. Le Guen. Fm noise and linewidth reduction in a 1550 nm ingaasp dfb laser coupled to an external fiber resonator. *Optics Communications*, 66(2) :111 – 114, 1988.
- [96] Andrew R. Chraplyvy, D. Marcuse, and R.W. Tkach. Effect of rayleigh backscattering from optical fibers on dfb laser wavelength. *Lightwave Technology, Journal of*, 4(5) :555–559, May 1986.
- [97] L. Goldberg, H.F. Taylor, and J.F. Weller. Feedback effects in a laser diode due to rayleigh backscattering from an optical fibre. *Electronics Letters*, 18(9) :353–354, April 1982.
- [98] Guang-Hua Duan, P. Gallion, and G. Debarge. Analysis of the phase-amplitude coupling factor and spectral linewidth of distributed feedback and composite-cavity semiconductor lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 26(1) :32–44, Jan 1990.

- [99] A. Ramdane, F. Devaux, N. Souli, D. Delprat, and A. Ougazzaden. Monolithic integration of multiple-quantum-well lasers and modulators for high-speed transmission. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 2(2) :326–335, Jun 1996.
- [100] Michael N. Feiginov. Analysis of limitations of terahertz p-i-n untravelling-carrier photodiodes. *Journal of Applied Physics*, 102(8), 2007.
- [101] K.J. Williams and R.D. Esman. Design considerations for high-current photodetectors. *Lightwave Technology, Journal of*, 17(8) :1443–1454, Aug 1999.
- [102] H. Ito, T. Furuta, S. Kodama, and T. Ishibashi. Inp/ingaas untravelling-carrier photodiode with 310 ghz bandwidth. *Electronics Letters*, 36(21) :1809–1810, Oct 2000.
- [103] E. Rouvalis, M. Chtioui, M. Tran, F. Lelarge, F. van Dijk, M. J. Fice, C. C. Renaud, G. Carpintero, and A. J. Seeds. High-speed photodiodes for inp-based photonic integrated circuits. *Opt. Express*, 20(8) :9172–9177, Apr 2012.
- [104] K.J. Williams. Comparisons between dual-depletion-region and untravelling-carrier p-i-n photodetectors. *Optoelectronics, IEE Proceedings* -, 149(4) :131–137, Aug 2002.
- [105] Takako YASUI, Tomofumi FURUTA, Tadao ISHIBASHI, and Hiroshi ITO. Comparison of power dissipation tolerance of inp/ingaas utcps and pin-pds(lasers,quantum electronics). *IEICE transactions on electronics*, 86(5) :864–866, may 2003.
- [106] <https://optics.synopsys.com/rsoft/>.
- [107] K.C. Gupta. *Microstrip Lines and Slotlines*. Artech House Edition, 1996.
- [108] T. Okoshi, K. Kikuchi, and A. Nakayama. Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum. *Electronics Letters*, 16(16) :630–631, July 1980.
- [109] F. van Dijk, G. Kervella, M. Lamponi, M. Chtioui, F. Lelarge, E. Vinet, Y. Robert, M.J. Fice, C.C. Renaud, A. Jimenez, and G. Carpintero. Integrated inp heterodyne millimeter wave transmitter. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 26(10) :965–968, May 2014.
- [110] G. Kervella, M. Chtioui, M. Lamponi, Y. Robert, E. Vinet, D. Make, M.J. Fice, C.C. Renaud, G. Carpintero, and F. van Dijk. Monolithically

- integrated tuneable photonic source for the generation and modulation of millimetre-wave. In *Photonics Conference (IPC), 2014 IEEE*, pages 226–227, Oct 2014.
- [111] L.N. Langley, M.D. Elkin, C. Edge, M.J. Wale, U. Gliese, X. Huang, and A.J. Seeds. Packaged semiconductor laser optical phase-locked loop (opll) for photonic generation, processing and transmission of microwave signals. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 47(7) :1257–1264, Jul 1999.
- [112] M. Grant, W. Michie, and M. Fletcher. The performance of optical phase-locked loops in the presence of nonnegligible loop propagation delay. *Lightwave Technology, Journal of*, 5(4) :592–597, Apr 1987.
- [113] R.J. Steed, L. Ponnampalam, M.J. Fice, Cyril C. Renaud, D.C. Rogers, D.G. Moodie, G.D. Maxwell, I.F. Lealman, M.J. Robertson, L. Pavlovic, L. Naglic, M. Vidmar, and A.J. Seeds. Hybrid integrated optical phase-lock loops for photonic terahertz sources. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 17(1) :210–217, Jan 2011.
- [114] G.S. Pandian and S. Dilwali. On the thermal fm response of a semiconductor laser diode. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 4(2) :130–133, Feb 1992.
- [115] W. Steier and H. Stover. Locking of laser oscillators by light injection. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 2(4) :111–112, April 1966.
- [116] S. Kobayashi and T. Kimura. Injection locking in algaas semiconductor laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 17(5) :681–689, May 1981.
- [117] Katarzyna Balakier, Martyn J. Fice, Frederic van Dijk, Gael Kervella, Guillermo Carpintero, Alwyn J. Seeds, and Cyril C. Renaud. Optical injection locking of monolithically integrated photonic source for generation of high purity signals above 100 ghz. *Opt. Express*, 22(24) :29404–29412, Dec 2014.
- [118] Marco Soldo, Nicholas Gibbons, and Guido Giuliani. Narrow linewidth mm-wave signal generation based on two phase-locked dfb lasers mutually coupled via four wave mixing. In *Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference*, page JThE32. Optical Society of America, 2009.
- [119] Luc Kervevan, Hervé Gilles, Sylvain Girard, and Mathieu Laroche. Beat-note jitter suppression in a dual-frequency laser using optical feedback. *Opt. Lett.*, 32(9) :1099–1101, May 2007.

- [120] G. Pillet, L. Morvan, L. Menager, A. Garcia, S. Babel, and A. Stohr. 100 ghz phase-locked dual-frequency laser. In *Microwave Photonics (MWP), 2012 International Topical Meeting on*, pages 39–42, Sept 2012.
- [121] A. Rolland, G. Loas, M. Brunel, L. Frein, M. Vallet, and M. Alouini. Non-linear optoelectronic phase-locked loop for stabilization of opto-millimeter waves : towards a narrow linewidth tunable thz source. *Opt. Express*, 19(19) :17944–17950, Sep 2011.
- [122] Gaël Kervella, Frederic Van Dijk, Grégoire Pillet, Marco Lamponi, Mourad Chtioui, Loïc Morvan, and Mehdi Alouini. Optoelectronic cross-injection locking of a dual-wavelength photonic integrated circuit for low-phase-noise millimeter-wave generation. *Opt. Lett.*, 40(15) :3655–3658, Aug 2015.
- [123] F. Van Dijk, G. Kervella, M. Lamponi, M. Chtioui, F. Lelarge, C. Renaud, G. Carpintero, and M. Alouini. Wireless data transmission and frequency stabilization with a millimeter-wave photonic integrated circuit. In *Microwave Photonics (MWP), 2015 International Topical Meeting on*, pages 1–4, Oct 2015.

Glossaire

Acronymes

AM	Amplitude Modulation
ASE	Analyseur de Spectre Électrique
ASO	Analyseur de Spectre Optique
BF	Basse Fréquence
CCD	Charge-Coupled Device
COEO	Coupled Opto-Electronic Oscillator
CP	Contrôleur de Polarisation
DC	Direct Current
DFB	Distributed FeedBack Laser
EDFA	Erbium Doped Fibre Amplifier
FI	Fréquence Intermédiaire
FM	Frequency Modulation
GS-MBE	Gas Source Molecular Beam Epitaxy
HR	Haute Réflectivité
IEEE	Institute of Electrical and Electronics Engineers
ISL	Intervalle Spectral Libre
MAO	Modulateur Acousto-Optique
MEA	Modulateur à Électro-Absorption
MMI	MultiMode Interference
MMIC	Monolithic Microwave Integrated Circuit
MPQ	MultiPuits Quantiques
M Φ	Modulateur de phase

OEO	Opto-Electronic Oscillator
OL	Oscillateur Local
OOK	On-Off Keying
PIC	Photonic Integrated Circuit
PLL	Phase-Locked Loop
PRBS	PseudoRandom Binary Sequence
QAM	Quadrature Amplitude Modulation
QPSK	Quadrature Phase-Shift Keying
RBW	Resolution Bandwidth
RF	Radio-Fréquence
SOA	Semiconductor Optical Amplifier
SP	Section de Phase
UHF	Ultra Haute Fréquence
UTC	Uni Traveling Carrier
VCO	Voltage Controlled Oscillator

Symboles

C_j	Capacité de jonction (F)
c	Vitesse de la lumière (m/s)
E	Champ électromagnétique (V/m)
E_g	Énergie de gap (J)
e	Charge de l'électron (C)
F	Champ électrique statique (V/m)
F_ϕ	Bruit de phase associé aux forces de Langevin
f	Fréquence électrique (Hz)
f_b	Fréquence de battement du photomélange (Hz)
f_c	Fréquence de coupure (Hz)
f_m	Fréquence de modulation (Hz)
f_{RF}	Fréquence du synthétiseur (Hz)
G_{seuil}	Gain optique linéique à la condition de seuil
H	Fonction de transfert
h	Réponse impulsionnelle
h	Constante de Planck (J.s)
I	Courant de polarisation (A)
I_{obs}	Courant d'obscurité (A)
I_{ph}	Photocourant (A)
k	Nombre d'onde angulaire (m^{-1})
k_B	Constante de Boltzmann (J/K)
L	Longueur (m)
$L_{\delta\phi}(f)$	Bruit de phase (dBc/Hz)
m	Taux de modulation en amplitude
m^*	Masse effective (kg)
N	Densité de porteurs (m^{-3})
N_{ph}	Nombre de photons dans la cavité laser
n	Indice de réfraction
n_{eff}	Indice effectif

n_g	Indice de groupe
P	Puissance électrique (W)
P_{opt}	Puissance optique (W)
R	Réfectivité
R_c	Résistance de charge (Ohm)
R_s	Résistance série (Ohm)
R_{sp}	Taux d'émission spontanée (s^{-1})
Rep_{FM}	Réponse en modulation de fréquence (Hz/A)
r	Réfectivité complexe
S	Surface (m^2)
$S(f)$	Densité spectrale (Hz^{-1})
S21	Coefficient de transmission RF direct
s	Sensibilité de la photodiode (A/W)
T	Température (K)
V	Tension électrique (V)
v_s	Vitesse de saturation des électrons (m/s)
W	Épaisseur (m)
α	Absorption (m^{-1})
α_h	Facteur de Henry
β	Constante de propagation (m^{-1})
Δ	Écart global
$\Delta\nu$	Largeur de raie optique (Hz)
δ	Fonction de Dirac
δ	Variation élémentaire
$\delta a(t)$	Bruit d'amplitude
$\delta\phi(t)$	Bruit de phase (rad)
ϵ_0	Permittivité du vide ($A^{-2}.s^{-1}.kg^{-1}.m^{-3}$)
Γ	Facteur de confinement
κ	Force du réseau de Bragg (m^{-1})
Λ	Pas du réseau de Bragg (m)
λ	Longueur d'onde (m)

λ_b	Longueur d'onde de Bragg (m)
ν	Fréquence optique (Hz)
ϕ	Phase (rad)
ρ	Taux de réflexion
τ	Temps caractéristique (s)
τ_c	Temps de corrélation laser (s)
ω	Pulsation ($\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}$)