



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

Présentée et soutenue le 26/09/2014 par :

JÉRÉMY MAXIN

**Oscillateurs optoélectroniques largement accordables et faible bruit
pour les applications radar**

JURY

M. PHILIPPE ARGUEL
M. FRANÇOIS BONDU
M. VINCENT GIORDANO
M. OLIVIER LLOPIS
M. LOIC MORVAN
M. GRÉGOIRE PILLET
M. DIDIER ALBRECHT

LAAS-Université Paul Sabatier
IPR
FEMTO-ST
LAAS-CNRS
THALES R&T
THALES R&T
DGA

Président du jury
Rapporteur
Rapporteur
Directeur de thèse
Encadrant industriel
Examineur
Invité

École doctorale et spécialité :

GEET : Photonique et Systèmes Optoélectroniques

Unité de Recherche :

LAAS-CNRS et Thales Research and Technology France

Directeur(s) de Thèse :

M. Olivier Llopis et M. Loic Morvan

Rapporteurs :

M. Vincent Giordano et M. François Bondu

THALES

LAAS-CNRS

Thèse préparée à

Thales Research and technology

1 avenue Augustin Fresnel
91767 Palaiseau Cedex, France

LAAS-CNRS

BP54200
31031 Toulouse Cedex 4, France

Table des matières

Remerciements	5
Introduction générale	7
1 Génération de signaux hyperfréquences : application aux radars et à la guerre électronique.	11
Introduction	13
1.1 Les systèmes radar et de guerre électronique	14
1.2 Rappel sur les oscillateurs microondes	20
1.3 État de l'art des oscillateurs microondes	27
1.4 La génération de signaux microondes par méthode optique et optoélectronique	32
Conclusion	43
1.A Annexes : Terminologie du au spectre radiofréquence	46
1.B Annexes : Définition de la transformée de Fourier et de la transformée de Laplace	47
2 Oscillateur Optoélectronique Accordable : Principe, Modélisation et Caractérisation du Système	49
Introduction	51
2.1 Génération de signaux microondes accordables par laser bifréquence	52
2.2 Boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique	62
2.3 Réalisation d'un oscillateur optoélectronique largement accordable	70
Conclusion	80
2.A Annexes : Mesure des densités spectrales de puissance de bruit d'un signal microonde	81
2.B Annexes : Mesure du bruit de phase résiduel d'un composant microonde	85
2.C Annexes : Mesure des densités spectrales de puissance du bruit d'intensité relatif et du bruit de phase d'une onde optique	87
2.D Annexes : Etude du filtre de boucle	90
2.E Annexes : Fiches techniques des composants utilisés pour le discriminateur de fréquence optoélectronique	95
3 Oscillateur Optoélectronique Accordable : Optimisation du Système et Architectures Alternatives	101
Introduction	103
3.1 Conversion du bruit d'amplitude vers le bruit de phase par le mélangeur microonde	103
3.2 Conversion du bruit d'intensité de la source optique vers le bruit de phase microonde dans les photodiodes	112

3.3	Oscillateur à double boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique	121
3.4	Oscillateur à anneau de fibre résonant	128
	Conclusion	141
3.A	Annexes : Carte d'alimentation stabilisée	143
3.B	Annexes : Résultats de la caractérisation de la sensibilité en amplitude du discriminateur de fréquence optoélectronique.	144
3.C	Annexes : Résultats des mesures de conversion du bruit d'intensité optique vers le bruit de phase microonde par les photodiodes.	147
3.D	Annexes : Modélisation d'un anneau de fibre	149
3.E	Annexes : Fiches techniques des composants utilisés pour le discriminateur de fréquence optoélectronique	152
3.F	Annexes : Photographies du dispositif expérimental	157
4	Oscillateur Optoélectronique Couplé	159
	Introduction	161
4.1	Principe d'un oscillateur optoélectronique couplé	162
4.2	COEO basé sur un SOA à semelle	167
	Conclusion	178
4.A	Annexe : Développement d'un banc « sous pointe » spécifique permettant la dissipation de fortes puissances thermiques.	179
	Conclusion générale	181
	Publications et Communications	185
	Bibliographie	187

Remerciements

Les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit ont été réalisés au sein du Groupe de Physique de Thales Research and Technology, dans le laboratoire Optique et Traitement du Signal. Je souhaite remercier leur responsable respectif, Daniel Dolfi et Pascale Nouchi pour leur accueil et leur soutien.

Je tiens à remercier Vincent Giordano et François Bondu d'avoir accepté d'être rapporteur de cette thèse. Je remercie également Philippe Arguel et Didier Albrecht d'avoir accepté de faire partie de mon jury. Je leur suis à tous reconnaissant d'avoir fait le déplacement pour être présents à ma soutenance et les remercie pour leurs remarques pertinentes et constructives.

Je remercie vivement Loïc Morvan pour avoir encadré avec patience, humour et gentillesse mes travaux de thèse. Je le remercie aussi de m'avoir fait confiance pour ce travail de thèse. Je le remercie également d'avoir partagé ses connaissances en optique-hyperfréquence et pour son expertise des phénomènes physiques.

Merci à Olivier Llopis d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse. Je le remercie pour ses conseils et son aide ainsi que pour sa disponibilité lors de mes venues au LAAS (même lorsqu'elles étaient annoncées tardivement). Je le remercie également de s'être occupé de toutes les tracasseries administratives à l'université et à l'école doctorale.

Je remercie chaleureusement Grégoire Pillet qui a eu la difficile tâche de m'encadrer au quotidien. Je le remercie pour sa disponibilité, sa gentillesse et sa rigueur. De même, je lui exprime toute ma reconnaissance pour tout ce qu'il m'a appris en travaillant à ses côtés.

Je tiens à remercier Romain Brenot, Mickael Faugeron et Frédéric van Dijk de m'avoir laissé « jouer » avec leurs SOA. Merci pour leurs conseils et l'intérêt apportés à ces travaux.

Je remercie également Mourad Chtioui (Thales Air System) pour sa contribution importante à l'étude des photodiodes. Son expertise précieuse m'a été d'une grande aide.

Je souhaite remercier mes collègues de TRT et du III-V Lab dont la gentillesse et la disponibilité font de TRT un lieu de travail si agréable. Merci à Hamza Alami, Marie Antier, Ghaya Baili, Perrine Berger, Guillaume Bloom, Joachim Börner, Jérôme Bourderionnet, Arnaud Brignon, Sylvain Combrié, Romain Czarny, Alfredo de Rossi, Anne Delboulbé, Patrick Feneyrou, Nils Girard, Arnaud Grisard, Landry Huet, Eric Lallier, Christian Larat, Luc Levandier, Loïc

Ménager (TSA), Jean Minet, Stephanie Molin, Dominique Papillon, Arnaud Peigné, Barbara Petit, Muriel Schwarz, Sylvain Schwartz, Nicolas Vannier et ceux que j'oublie.

Une merci particulier à Ghaya, Perrine, Hamza avec qui j'ai partagé le bureau. Merci pour la bonne humeur et les batailles de poussins. Je remercie également Joachim, colocataire du labo A4-21, pour m'avoir « supporté » pendant 3 ans.

Je remercie également l'équipe MOST du LAAS et notamment Amel Ali Slimane, Arnaud Fernandez, Pierre-Henri Merrer et Khaldoun Saleh pour leur accueil et leur aide lors de mes visites à Toulouse.

Introduction générale

En 1864, James Clerk Maxwell développe les équations portant son nom et prédisant l'existence d'ondes dites électromagnétiques se propageant à la vitesse de la lumière [1]. Ces travaux sont confirmés en 1886 par Heinrich Hertz qui démontre expérimentalement, dans le domaine dit radiofréquence, l'existence de ces ondes et réalise ensuite la première liaison sans fil. Ces résultats ouvrent ainsi la voie au développement de nombreux systèmes de communication sans fils (télégraphie, radiophonie, radiotéléphonie,...). L'utilisation des ondes radiofréquences s'est largement développée au cours du 20^{ème} siècle et trouvent aujourd'hui de nombreuses applications (communications, navigations, détections, médicales,...) à la fois dans le domaine civil et militaire. Citons :

- la radiodiffusion est l'émission pour un large public de données par ondes électromagnétiques. Elle comprend notamment les émissions de radiophonie et de télévision [2–4] ;
- les radiocommunications correspondent aux systèmes permettant à plusieurs personnes de communiquer. Elles incluent la téléphonie mobile et satellite [5], les systèmes aéronautiques permettant l'échange d'informations entre les avions et les stations au sol ainsi que les moyens de radiotéléphonie maritimes ;
- la radioastronomie est l'étude du rayonnement radiofréquence émis par les objets célestes (étoiles, planètes, pulsar,...) [6] ;
- les systèmes radar utilisent les ondes électromagnétiques pour détecter la présence d'un objet cible. Selon les systèmes, il est également possible de déterminer des informations supplémentaires comme la position, la vitesse ou la nature de la cible [7, 8]. Les radars ont aujourd'hui de nombreuses applications telles la surveillance et le contrôle du trafic aérien et maritime, la détection de précipitations et l'observation de la Terre.

C'est ce dernier domaine qui a motivé les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit. En effet, les concepteurs des radars et des systèmes dits de « guerre électronique », poussés constamment à l'amélioration des performances, sont en recherche de solutions innovantes pour la génération des signaux d'émission et de démodulation. De nombreux dispositifs ont ainsi été développés afin de générer des signaux radiofréquences répondant aux contraintes des différentes architectures (fréquence de fonctionnement, signal continu ou impulsif, puissance, encombrement, stabilité, ...). Citons notamment :

- les émetteurs à étincelles (ou émetteurs à ondes amorties) qui sont les premiers émetteurs signaux radiofréquences. Ils génèrent des trains d'onde amorties grâce à la décharge d'un arc électrique dans un circuit LC (bobine+condensateur) [9] ;
- les tubes électroniques qui désignent différentes architectures composées de deux électrodes placées dans une enceinte sous vide ou remplie d'un gaz. Ceux ci peuvent être auto-oscillants ou être utilisés comme amplificateurs dans des cavités résonantes ;

- les masers (pour Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) permettant de générer un faisceau cohérent d'ondes microondes. Inventé en 1954 par Townes, Gordon et Zeiger à partir d'une cavité à gaz (ammoniac) [10], ils sont les ancêtres des lasers ;
- les oscillateurs à quartz dont l'effet piézoélectrique autorise l'excitation par un signal électrique de résonances mécaniques du cristal [11].

Compte tenu de leur grande pureté spectrale et de leur compacité, ce sont ces derniers qui sont depuis quelques dizaines d'années à la base des sources de signal dans la plupart des systèmes avancés de radar et de guerre électronique. Oscillant à des fréquences inférieures à quelques centaines de MHz, ils sont accompagnés d'étapes de multiplication pour atteindre les hautes fréquences souhaitées (typiquement au delà du gigahertz).

Le développement des lasers en 1960 bouleverse le domaine des télécommunications. Dès 1964, Kao propose le transport à longue distance de données sous forme d'ondes lumineuses via une fibre optique et le démontre en 1966. Les enjeux scientifiques et économiques ouverts par ces travaux ont ainsi permis le développement de nombreux composants optoélectroniques (lasers à semiconducteur, modulateurs électro-optiques, photodétecteurs,...) et la réduction des pertes de propagation des fibres optiques. La maturité des technologies de communication optique est telle que les liaisons hybrides optique/hyperfréquence sont une alternative très intéressante aux câbles coaxiaux pour la distribution de signaux radar très faible bruit ou la transmission des signaux hyperfréquences large bande des systèmes de surveillance électronique. En effet, cette technologie offre une excellente immunité électromagnétique, une grande dynamique, une large bande passante, de faibles pertes de propagation ainsi qu'un gain d'encombrement et de poids [12]. L'optique laisse également présager l'implémentation de nouvelles fonctions spécifiques comme la réalisation de longs retards accordables qui sont difficiles à réaliser dans le domaine hyperfréquence.

Depuis les années 1990, des architectures optoélectroniques, les « oscillateurs optoélectroniques »- ou OEO (Optoelectronic Oscillators), sont proposées pour générer des signaux radiofréquences très faible bruit [13–16]. En effet, le développement de cavités hybrides optique/hyperfréquence permet de tirer parti des forts facteurs de qualité qu'offre l'optique, afin d'obtenir de grandes puretés spectrales, et ce directement à très haute fréquence. De plus, la génération des signaux microondes directement sur porteuse optique améliorerait les performances des liaisons optiques/hyperfréquence en s'affranchissant de l'étage de modulation. Celle-ci nécessite en effet des signaux de fortes puissances ce qui augmente la consommation électrique, les contraintes thermiques et l'encombrement du système et dégrade sa pureté spectrale.

Parmi le très grand nombre de réalisations d'OEO rapporté jusqu'à présent, la plupart des oscillateurs est à fréquence fixe et vise la meilleure pureté spectrale possible. Ces architectures sont cependant confrontées à des limites de performances ou d'application pratique, limites liées à leur principe même (dans le cas des OEO à longs retards de fibre), ou à leur technologie (les OEO à résonateurs en trois dimensions dits « à ondes de galerie »). En parallèle, les OEO accordables ont fait l'objet de bien moins d'investigations, et les architectures proposées présentent des limites plus sévères encore que leurs déclinaisons à fréquence fixe. Ces limites sont cependant loin d'être insurmontables.

Dans ce contexte, l'objectif de ces travaux de thèse a été d'étudier plusieurs architectures d'OEO qui nous semblent prometteuses pour obtenir accordabilité et/ou pureté spectrale, tout

en étant compatibles avec une intégration future dans un système. Celles-ci sont basées sur :

- les lasers bifréquences, qui sont des générateurs d'ondes hyperfréquence sur porteuse optique naturellement très accordables ;
- les anneaux de fibre, qui sont des alternatives prometteuses aux résonateurs en trois dimensions ;
- et enfin l'oscillateur optoélectronique couplé (COEO).

Le premier chapitre présente brièvement les principes généraux des applications radar et de guerre électronique. Nous introduisons ensuite les concepts fondamentaux de la génération de signaux microondes. Nous y rappelons le mécanisme d'oscillation et les outils de caractérisation de la pureté spectrale d'un oscillateur. Nous terminons ce chapitre par l'énumération des différentes techniques de génération de signaux microondes afin d'établir un état de l'art des oscillateurs très faible bruit et largement accordables.

Le deuxième chapitre décrit la réalisation d'une première architecture d'oscillateur optoélectronique accordable basée sur un laser bifréquence état solide. Nous rappelons dans un premier temps le principe de fonctionnement de ces lasers dont le battement entre les modes permet de générer un signal microonde accordable dans le domaine gigahertz. Nous décrivons ensuite la stabilisation de ce signal sur une référence issue du battement lui-même retardé par un long retard en fibre optique. Nous testons cette architecture sur un laser bifréquence. Finalement, nous comparons la pureté spectrale du dispositif expérimental avec les prévisions théoriques.

Dans le troisième chapitre, nous présentons l'optimisation de l'oscillateur optoélectronique accordable décrit dans le chapitre précédent. Ces travaux se découpent en deux axes distincts : la réduction du couplage amplitude-phase et l'implémentation de retards optiques alternatifs dans la boucle de stabilisation. Dans un premier temps, nous étudions le phénomène de couplage amplitude-phase induit par deux composants de la boucle de stabilisation : le mélangeur hyperfréquence, et les photodiodes. Nous présentons ensuite l'implémentation de l'oscillateur optoélectronique accordable avec une double boucle de stabilisation optoélectronique. Finalement, nous décrivons l'utilisation d'un anneau de fibre résonant comme retard optique de la boucle de stabilisation.

Le quatrième chapitre présente la réalisation d'un oscillateur optoélectronique couplé (COEO). Celui-ci est réalisé à partir d'une nouvelle structure d'amplificateur optique à semiconducteur, dite « à semelle », développé par le III-V Lab. Nous décrivons brièvement ce nouveau composant. Nous présentons ensuite le développement du dispositif puis la caractérisation de la pureté spectrale du signal microonde.

Ces travaux de thèse ont été réalisés dans le laboratoire ondes et traitement du signal de Thales Research and Technology sous la direction de Loïc Morvan et Grégoire Pillet, ingénieurs de recherche. Mon travail a été co-encadré par mon directeur de thèse Olivier Llopis, directeur du recherche au CNRS et responsable du groupe Microondes et Opto-microondes pour Systèmes de Télécommunications (MOST) du laboratoire LAAS-CNRS-Université de Toulouse. Notons que le laser bifréquence doublement accordable et l'oscillateur optoélectronique avec un anneau de fibre résonant ont été réalisés dans le cadre du stage de Hadrien Lactuit que j'ai encadré.

Chapitre 1

Génération de signaux hyperfréquences : application aux radars et à la guerre électronique.

Sommaire

Introduction	13
1.1 Les systèmes radar et de guerre électronique	14
1.1.1 Principe du radar	14
1.1.2 Principe de la guerre électronique	18
1.2 Rappel sur les oscillateurs microondes	20
1.2.1 Densité spectrale de puissance de bruit	22
1.2.2 Bruit intrinsèque d'un oscillateur microonde	23
1.2.3 Modèle de bruit de l'oscillateur	25
1.3 État de l'art des oscillateurs microondes	27
1.3.1 Oscillateur à très haute pureté spectrale	27
1.3.2 Oscillateurs largement accordables	29
1.4 La génération de signaux microondes par méthode optique et optoélectronique	32
1.4.1 Architectures à boucle optoélectronique résonante	32
1.4.2 Division de fréquence optique	40
1.4.3 Mélange hétérodyne	40
Conclusion	43
1.A Annexes : Terminologie du au spectre radiofréquence	46
1.B Annexes : Définition de la transformée de Fourier et de la transformée de Laplace	47
1.B.1 La transformée de Fourier	47
1.B.2 La transformée de Laplace	47

Introduction

L'objectif de ce chapitre est de montrer l'intérêt des architectures optoélectroniques pour la génération de signaux microondes très faible bruit ou largement accordables pour les applications radar et de guerre électronique. Une première partie présente les principes généraux de ces applications. Elle permet notamment de montrer les besoins de ces systèmes en oscillateurs présentant une très bonne pureté spectrale ou accordables rapidement sur de larges bandes passantes. Nous rappelons dans une deuxième partie les concepts fondamentaux de la génération de signaux microondes. Nous y introduisons le mécanisme d'oscillation et les outils de caractérisation de la pureté spectrale d'un oscillateur. Nous terminons ce chapitre par l'énumération des différentes techniques de génération de signaux microondes afin d'établir un état de l'art des oscillateurs microondes.

1.1 Les systèmes radar et de guerre électronique

En 1886, Heinrich Hertz vérifie expérimentalement les lois d'électromagnétisme de James Maxwell et réalise la première liaison radiofréquence¹ d'un émetteur vers un récepteur. Ces travaux conduisirent dès 1899 à la première émission radiotélégraphique entre l'Angleterre, la France et l'Italie puis à la première transmission transatlantique bidirectionnelle en 1900. L'utilisation de la radiocommunication pour la conduite et le contrôle des opérations militaires pendant la première guerre mondiale conduisit les belligérants à développer des systèmes d'écoute et de brouillage du spectre électromagnétique : la guerre électronique était née.

Le principe de la détection d'objet par ondes électromagnétiques radiofréquences – ou RADAR (RAdio Detecting and Ranging) - fut énoncé dès 1904 par C. Hülsmeier. C'est cependant lors de la seconde guerre mondiale que cette technique prit réellement son essor afin de détecter la présence d'ennemis de jour comme de nuit. Ainsi dès 1940, le Royaume-Uni avait développé un réseau de surveillance de radars au sol et en 1941, l'Allemagne équipait un avion d'un radar aéroporté. En 1943, afin de déjouer les systèmes ennemis lors d'un raid, l'armée de l'air britannique lança des paillettes métalliques. Ces leurres, dont les dimensions étaient adaptées aux longueurs d'ondes des radars allemands, saturèrent les récepteurs, aveuglant les radars.

Les systèmes radar et de guerre électronique n'ont cessé de se développer depuis et sont en constante évolution. Selon leur mission et leur domaine d'application, leurs caractéristiques varient beaucoup et nous ne présentons ici que les principes généraux communs au plus grand nombre.

1.1.1 Principe du radar

Un radar est un système de détection actif basé sur l'émission d'une onde électromagnétique dans une direction donnée. Si cette onde rencontre un obstacle, une partie de son énergie est réfléchiée puis mesurée par le radar. Le traitement et l'analyse de ce signal permet de détecter la présence d'un corps étranger dans la zone analysée et la distance entre le radar et l'objet. Selon le type de dispositif, ces informations peuvent être complétées par la vitesse, l'étendue, voire la nature de l'objet détecté [7, 8].

Schéma simple d'un radar

Le schéma de base d'un radar monostatique (une seule antenne pour l'émission et la réception du signal) est donné Figure 1.1. Ses caractéristiques (forme d'onde, fréquence, puissance) dépendent de l'application (veille, surveillance, météorologie, cartographie), son environnement (sol, maritime, aéroporté, spatial) et son domaine d'utilisation (civil, militaire). La majorité des systèmes émet cependant des impulsions dans le domaine microonde² et peut être décomposé en trois sous-systèmes : l'émetteur, l'antenne et le récepteur.

L'émetteur comprend l'ensemble des éléments synthétisant le signal émis par le radar [17]. L'onde sinusoïdale est générée par des oscillateurs. Il peut s'agir d'oscillateurs de puissance (non

1. L'Union Internationale des Télécommunications définit les ondes radiofréquences comme les ondes électromagnétiques dont la fréquence est comprise entre 9 kHz et 300 GHz. On y inclut généralement les ondes comprises entre 3 Hz et 9 kHz. La terminologie correspondant au spectre radiofréquence est présentée dans l'annexe 1.A

2. Les microondes correspondent aux ondes dont la fréquence est comprise entre 300 MHz et 300 GHz

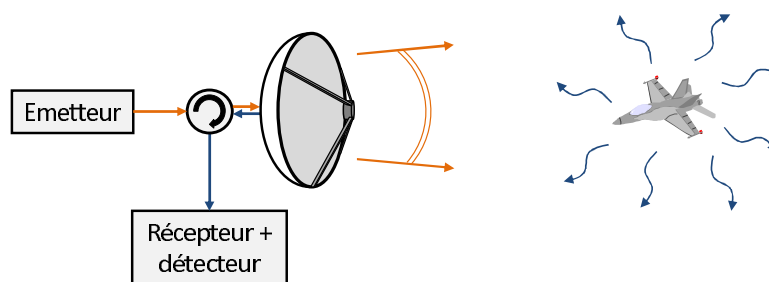


FIGURE 1.1 – Schéma de principe d'un système Radar monostatique.

traités ici) ou d'oscillateurs très stables (présentés dans la troisième partie de ce chapitre) suivi de plusieurs étages d'amplification (tubes à ondes progressives, tubes hyperfréquences, diodes ou transistors). Un modulateur est utilisé avant les amplificateurs pour générer l'impulsion radar à partir du signal des oscillateurs. D'autres éléments annexes (alimentations, régulations de température, contrôleurs) sont également nécessaires au fonctionnement de l'émetteur.

L'antenne est le dispositif assurant la transmission des signaux entre le radar et l'espace libre [18, 19]. Elle concentre l'énergie de l'onde électromagnétique dans une direction privilégiée et détecte une éventuelle onde rétro-diffusée. Ses performances dépendent de son diagramme de rayonnement (représentation graphique de la répartition dans l'espace de l'énergie rayonnée), son gain (rapport entre l'énergie émise par l'antenne dans le faisceau principal et celle rayonnée dans le même angle solide par une antenne isotrope) et de son rendement. L'orientation de l'axe de rayonnement du signal radiofréquence peut être contrôlée mécaniquement par le déplacement et la rotation de l'antenne ou électriquement (antenne à réseau à commande de phase). Certains systèmes, appelés radar multi-statique, utilisent des antennes distinctes pour l'émission et la réception des signaux. Cette configuration rend le récepteur totalement passif et donc difficilement détectable mais est plus complexe à implémenter (synchronisation, couplage parasite).

Le récepteur regroupe tous les éléments de démodulation, d'amplification et de traitement du signal réfléchi afin d'extraire les informations utiles à l'opérateur. Il requiert une bonne sensibilité pour détecter les signaux de faibles puissances (cible éloignée ou furtive), une bonne sélectivité pour séparer les signaux « utiles » des signaux parasites et une très grande dynamique afin de détecter les signaux de très faible puissance tout en évitant d'être saturé par des signaux très puissants [20].

La transmission des signaux entre les différents sous-systèmes est réalisée par des liaisons hyperfréquences classiques (lignes microrubans, câbles coaxiaux) ou optoélectroniques (modulation du signal sur une porteuse optique puis distribution par fibres optiques), le circulateur et le joint tournant.

La limite fondamentale de détection d'un système radar est le plus souvent fixée par le bruit thermique du récepteur. Cependant de nombreuses perturbations peuvent dégrader ses performances. Elles peuvent être générées par le radar lui-même (bruits internes) ou dues à son environnement (bruit radiométrique, échos parasites, signaux de brouillage). La problématique du traitement du signal radar est donc d'éliminer le maximum de perturbations puis de décider de la présence ou non d'une cible [21].

Mesure de la distance et de la vitesse de la cible

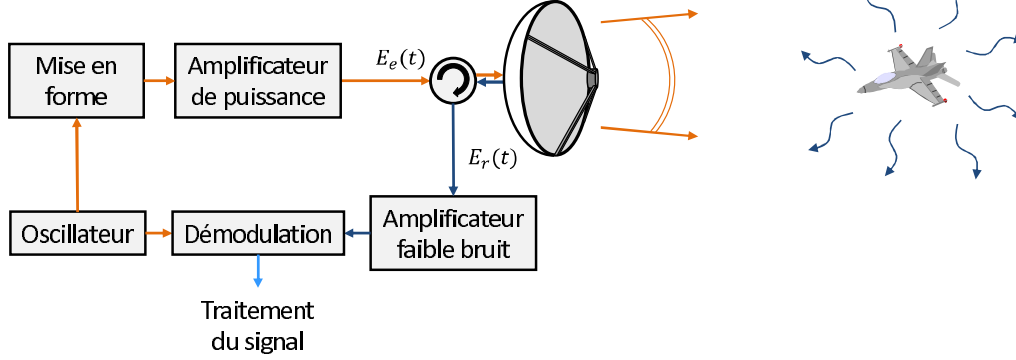


FIGURE 1.2 – Schéma synoptique simplifié de la détection d’une cible avec un système radar mono-statique. $E_e(t)$ est le champ électrique émis par le système et $E_r(t)$ le champ électrique réfléchi par la cible et détecté par l’antenne.

Considérons le système radar supposé parfait (sans bruit interne ni perte) et opérant dans un environnement sans perturbation ni réflexion parasite comme représenté sur la Figure 1.2. Supposons également que la cible est ponctuelle et se déplace à la vitesse radiale $v_r(t)$. Le signal radiofréquence émis s’écrit :

$$E_e(t) = A_e(t).e^{i2\pi f_0 t} \tag{1.1}$$

Le champ électromagnétique détecté par le radar à l’instant t est l’écho du signal émis à l’instant $t - \tau$ (avec τ le temps de propagation de l’onde entre l’antenne et la cible pour un trajet aller-retour)¹. Il peut donc s’écrire :

$$E_r(t) = K.A_e(t - \tau(t)).e^{i2\pi f_0(t - \tau(t))} \tag{1.2}$$

avec K un facteur de proportionnalité dépendant des caractéristiques de l’antenne, de la réflectivité de la cible et de la distance antenne-cible. La distance antenne-cible peut donc être déduite simplement par mesure du « temps de vol » :

$$D(t) = \frac{c.\tau(t)}{2} \tag{1.3}$$

avec c la vitesse de la lumière dans le vide. En posant D_0 comme la distance antenne-cible à t_0 , nous pouvons également écrire la distance radar-cible en fonction de la vitesse radiale de l’objet comme :

$$D(t) = D_0 - v_r.t \tag{1.4}$$

Nous obtenons des équations 1.3 et 1.4 l’expression :

$$t - \tau(t) = \frac{2v_r + c}{c}.t - \frac{2D_0}{c} \tag{1.5}$$

En injectant 1.5 dans 1.2 on peut écrire :

$$E_r(t) = K.A_e\left(\frac{2v_r + c}{c}.t - \frac{2D_0}{c}\right).e^{i2\pi f_0 t}.e^{-i\varphi_0}.e^{i2\pi f_0 t} \tag{1.6}$$

1. La cible étant mobile, τ est une fonction du temps.

avec $f_d = \frac{2v_r f_0}{c}$ la fréquence Doppler due au déplacement de la cible et $\varphi_0 = \frac{4\pi D_0 f_0}{c}$ un terme de phase constant. Il est possible après démodulation du signal d'estimer la vitesse radiale de la cible à partir de la fréquence Doppler. Les exemples de fréquence Doppler induite par différents types d'aéronefs (ci-dessous) montrent des décalages de fréquence typiques pour une onde radiofréquence de 10 GHz compris en 1 et 50 kHz.

Exemple de décalage Doppler pour une onde radiofréquence de 10 GHz :

- un avion de chasse vu de face ($v_r = 600$ m/s), $f_d = 40$ kHz ;
- un avion de ligne vu de face ($v_r = 300$ m/s), $f_d = 20$ kHz ;
- un avion de tourisme vu de face ($v_r = 90$ m/s), $f_d = 6$ kHz ;
- un ULM vu de face ($v_r = 15$ m/s), $f_d = 1$ kHz.

Bruits, signaux parasites et pureté spectrale

Une des principales difficultés pour les récepteurs est de discriminer le signal « utile »¹ des réflexions du signal émis sur les objets autour de la cible (Figure 1.3). Ces échos parasites - également appelés « fouillis » - proviennent de réflecteurs naturels (sol, mer, atmosphère, arbres) et d'objets artificiels (bâtiments, antennes). La puissance des signaux parasites détectés par l'antenne peut être très supérieure à la puissance de la cible, de l'ordre de 80 dB.

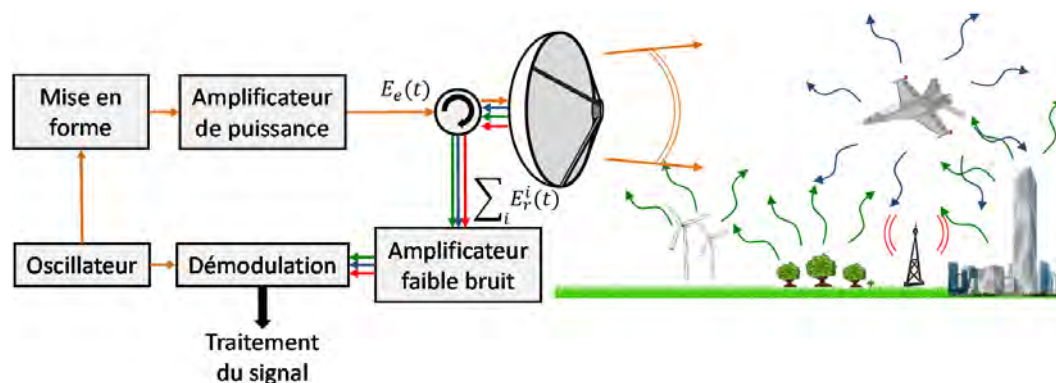


FIGURE 1.3 – Schéma synoptique simplifié de la détection d'une cible avec un système Radar monostatique avec des perturbations liées à l'environnement de la cible.

Pour un émetteur parfaitement mono-fréquence, une simple analyse spectrale sépare la cible mobile des échos parasites fixes (Figure 1.4 (a)). En réalité, l'onde émise par le système présente une largeur spectrale non nulle, principalement due aux instabilités de l'oscillateur source. Les échos parasites présentent donc une largeur spectrale non nulle. De plus, certains réflecteurs parasites (véhicule terrestre, pales des éoliennes) ont une vitesse propre qui induisent un décalage Doppler et élargissent la largeur spectrale du signal parasite. Après traitement par le récepteur, les résidus de fouillis forment un plancher de bruit dont le niveau peut être supérieur au signal de la cible (Figure 1.4 (b)). Celle-ci sera moins bien détectée : le fouillis dégrade alors la limite de détection du radar. Cette limite est indépendante de la puissance émise par l'antenne et de la sensibilité du récepteur. L'amélioration de la pureté spectrale des oscillateurs constitue donc l'un des principaux enjeux du développement des futures générations de radars afin d'améliorer la limite de détection des systèmes.

1. L'intérêt d'un signal dépend de l'application : les échos des précipitations (pluie, nuages) sont utiles en météorologie mais indésirables pour la détection de cibles aériennes.

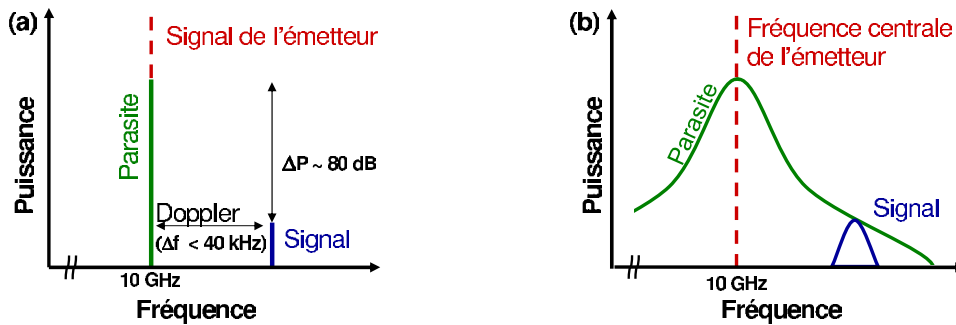


FIGURE 1.4 – Spectre électrique en réception pour (a) un émetteur parfait et (b) un émetteur réel.

1.1.2 Principe de la guerre électronique

L'utilisation des ondes radiofréquences dans le domaine militaire s'est largement développée depuis leur découverte en 1887. Aujourd'hui, l'accès au spectre électromagnétique est indispensable aux forces armées pour de nombreuses applications notamment la communication, la commande des systèmes d'armes, l'observation et la surveillance. L'interception et l'analyse du rayonnement électromagnétique est également une source de renseignements sur d'éventuels adversaires. À l'inverse, la dépendance à ces ondes est une des faiblesses des réseaux de communication et de surveillance. La maîtrise du spectre électromagnétique est ainsi devenue un enjeu majeur pour les forces militaires. La guerre électronique regroupe toutes les techniques mises en œuvre pour l'exploitation et le contrôle du spectre électromagnétique. On peut la diviser en trois branches : l'attaque, le soutien et la protection électronique.

L'attaque électronique inclut tous les dispositifs déployés pour limiter l'accès des adversaires au spectre électromagnétique. Cela correspond principalement aux techniques de brouillage, de leurrage et d'intrusion, qui permettent d'aveugler ou de fausser les systèmes adverses, ainsi que les armes à énergie dirigée.

Le soutien électronique (ou renseignement d'origine électromagnétique) est l'interception et l'utilisation des émissions électromagnétiques volontaires ou non de l'adversaire comme outil de renseignement [22]. L'objectif est l'écoute des communications, la détection et la localisation d'objets « d'intérêt » et l'analyse technique des émissions pour identifier l'architecture des réseaux d'information ou les systèmes utilisés.

La protection électronique rassemble toutes les techniques utilisées pour contrer les attaques et les systèmes de détection électronique des adversaires. Elles interviennent dès la conception des systèmes ou des bâtiments afin de maîtriser leurs signatures électromagnétiques et radar. Il s'agit également de procédures de sécurisation des communications comme le chiffrement et le codage des données, l'identification électronique ou la mise en place de protocoles d'utilisation.

Le renseignement d'origine électromagnétique est le secteur le plus exigeant pour les oscillateurs radiofréquences en terme de performances de pureté spectrale, d'accordabilité et de rapidité du temps de réponse. Ces paramètres ne sont cependant pas compatibles et nécessitent un compromis. Les dispositifs d'interception scannent de larges portions du spectre électromagnétique et requièrent l'utilisation de synthétiseurs accordables sur de larges bandes avec un temps de positionnement en fréquence très court [23]. À l'inverse, la rapidité n'est pas essentielle aux récepteurs d'écoute qui privilégieront la pureté spectrale [24]. Le développement

de nouvelles sources radiofréquences largement accordables et avec une bonne pureté spectrale présente un grand intérêt pour ces applications.

Dans la prochaine partie, nous rappelons le principe de fonctionnement d'un oscillateur microonde. Nous définissons également la notion de pureté spectrale et développons les outils mathématiques utilisés pour la caractériser.

1.2 Rappel sur les oscillateurs microondes

Les oscillateurs microondes sont des systèmes auto-entretenus permettant la génération de signaux périodiques quasi-sinusoïdaux à la fréquence f_0 . Un modèle simple de ces dispositifs est donné figure 1.5 (a). Il comporte deux éléments : un milieu à gain G qui apporte de l'énergie au système et une boucle de contre-réaction avec un filtre (également appelé résonateur) de fonction de transfert $H(i\omega)$ qui sélectionne la fréquence d'émission. Pour osciller, cette boucle doit respecter la condition $G.H(i\omega) = 1$ appelée « condition de Barkhausen ». Cette expression étant complexe, elle implique :

- $|G.H(i\omega)| = 1$, l'énergie injectée dans le système compense les pertes internes du dispositif ;
- $\arg(G.H(i\omega)) = 0$, l'accord de phase du signal avec son image après un tour de cavité. Cette condition fixe la fréquence f_0 de l'oscillateur.

Le signal généré par un oscillateur parfait s'exprime comme une sinusoïde (équation 1.7) dont le spectre de puissance suit une distribution de Dirac (figure 1.5 (b)).

$$V(t) = A_0 \cos(2\pi f_0 t) \quad (1.7)$$

avec A_0 l'amplitude du signal et sa fréquence f_0 .

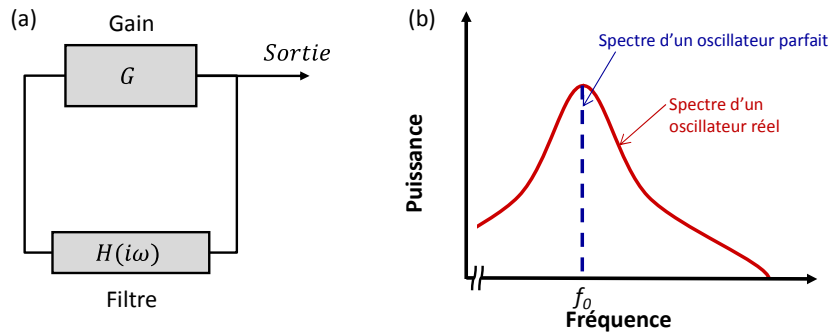


FIGURE 1.5 – (a) Architecture d'un oscillateur microonde auto-entretenu. (b) Spectre d'émission d'un oscillateur parfait (courbe bleue) et d'un d'oscillateur réel (courbe rouge).

En pratique, les perturbations intrinsèques du dispositif, principalement dues à l'élément actif, induisent des fluctuations de l'amplitude et de la phase du signal et élargissent sa largeur spectrale (figure 1.5 (b)). Le signal en sortie de l'oscillateur réel n'est donc pas une sinusoïde parfaite mais s'écrit :

$$V(t) = A_0(1 + \alpha(t)) \cos(2\pi f_0 t + \varphi(t)) \quad (1.8)$$

avec $\alpha(t)$ les fluctuations de l'amplitude (respectivement $\varphi(t)$ les fluctuations de la phase) du signal appelé bruit d'amplitude (respectivement bruit de phase). $\alpha(t)$ et $\varphi(t)$ sont des processus aléatoires de moyenne nulle variant lentement par rapport à $2\pi f_0 t$.

La pureté spectrale du signal délivré par l'oscillateur dépend de la sélectivité de son résonateur - i.e. sa capacité à filtrer le bruit autour de la fréquence d'oscillation. La qualité d'un résonateur est quantifiée par son coefficient de surtension Q (ou facteur de qualité) défini comme :

$$Q = \frac{2\pi\zeta}{\delta\zeta} \quad (1.9)$$

où ζ est l'énergie stockée dans le résonateur et $\delta\zeta$ l'énergie dissipée par tour de cavité.

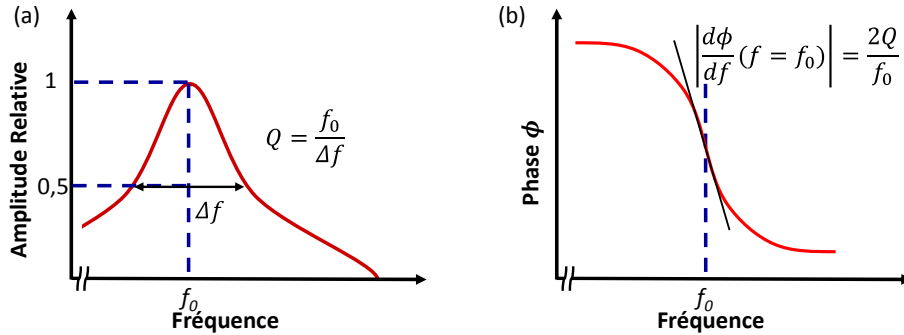


FIGURE 1.6 – Réponse typique en amplitude et en phase d'un résonateur.

Pour de fortes valeurs de Q ¹, celui-ci peut également s'écrire (figure 1.6 (a)) :

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f} \quad (1.10)$$

où f_0 est la fréquence propre de l'oscillateur et Δf la largeur spectrale à mi-hauteur de la résonance. Il apparaît que plus le facteur de qualité est élevé, plus la largeur spectrale du signal est faible.

Le facteur de qualité Q peut également être relié à la pente de phase en fonction de la fréquence autour de la résonance (figure 1.6 (b)) par la relation :

$$\left. \frac{d\phi}{df} \right|_{f=f_0} = \frac{2Q}{f_0} \quad (1.11)$$

Notons que pour la plupart des résonateurs électriques et diélectriques utilisés pour réaliser des oscillateurs microondes, le produit $Q \cdot f_0$ est quasiment indépendant de la fréquence microonde. Cette évolution s'explique principalement par l'augmentation des pertes de propagation du signal microonde avec la fréquence du signal microonde. L'augmentation de la fréquence de fonctionnement de l'oscillateur dégrade alors les performances de filtrage du résonateur et donc la qualité du signal délivré par l'oscillateur.

En plus des performances du résonateur, la qualité du signal délivré par l'oscillateur dépend de la cavité. En effet, l'introduction d'un retard τ dans la boucle induit une rampe de phase de la forme :

$$\frac{d\phi}{df} = 2\pi\tau \quad (1.12)$$

En couplant les expressions 1.11 et 1.12, il est alors possible de définir un facteur de qualité équivalent au retard τ de la forme :

$$Q = \pi f_0 \tau \quad (1.13)$$

Il apparaît ainsi que le facteur de qualité associé à l'oscillateur peut être augmenté en allongeant la longueur de la cavité oscillante. Les pertes de propagation des lignes de transmission microondes (câbles coaxiaux, guide d'onde,...) limitent la réalisation de longues lignes à retard microondes. Nous verrons dans la section 1.4.1 que l'optique offre des performances de propagation très supérieures aux dispositifs microondes [25] et autorise le développement de cavité de plusieurs kilomètres avec un faible encombrement.

1. $Q > 10$ étant suffisant, cette condition est presque toujours vérifiée.

La pureté spectrale des oscillateurs microondes est généralement décrite par la densité spectrale de puissance des fonctions $\alpha(t)$ et $\varphi(t)$. Cet outil mathématique est présenté dans le prochain paragraphe.

1.2.1 Densité spectrale de puissance de bruit

On caractérise généralement les fluctuations rapides¹ d'une fonction de bruit $x(t)$ par sa densité spectrale de puissance (DSP) notée $S_x(f)$. Cet outil mathématique représente les différentes composantes fréquentielles d'une fonction et permet son analyse harmonique. La DSP de $x(t)$ est définie comme :

$$S_x(f) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} |\tilde{x}_T(f)|^2 \quad (1.14)$$

avec $\tilde{x}_T(f)$ la transformée de Fourier (annexe 1.B.1) de la fonction $x_T(t) = \begin{cases} x(t) & \text{si } |t| \leq T \\ 0 & \text{si } |t| > T \end{cases}$ et $T > 0$.

Il est possible selon théorème de Wiener-Khintchine d'exprimer la densité spectrale de puissance $S_x(f)$ comme la transformée de Fourier de l'autocorrélation de $x(t)$. La DSP s'écrit alors :

$$S_x(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{xx}(\tau) \cdot e^{-i2\pi f\tau} \cdot d\tau \quad (1.15)$$

avec $R_{xx}(\tau)$ la fonction d'autocorrélation définie comme :

$$R_{xx}(\tau) = \langle x(t)\bar{x}(t-\tau) \rangle \quad (1.16)$$

$$R_{xx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} x(t)\bar{x}(t-\tau) dt \quad (1.17)$$

où $\bar{x}(t)$ est le complexe conjugué de $x(t)$.

Il est également possible d'approximer la DSP d'un signal tronqué par le carré du module de la transformée de Fourier divisé par le temps d'intégration T :

$$S_x(f) = \frac{|X(f)|^2}{T} \quad (1.18)$$

$S_x(f)$ s'exprime en $[x(t)]^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ (avec $[x(t)]$ l'unité physique de $x(t)$) ou en unité logarithmique $\text{dB}[x(t)]^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$. La densité spectrale de puissance de bruit de phase s'exprime ainsi en dBrad^2/Hz . La DSP du bruit d'amplitude est généralement normalisée par l'amplitude moyenne et s'exprime en dB/Hz .

Finalement, l'IEEE a défini en 1988² la densité spectrale de puissance de bruit de phase en bande latérale unique (notée $L_\varphi(f)$) telle que [26] :

$$L_\varphi(f) = \frac{S_\varphi(f)}{2} \quad (1.19)$$

1. Nous considérons comme rapides les fluctuations de fréquence supérieures au hertz

2. Historiquement, le bruit d'un oscillateur était défini comme le rapport entre la DSP du signal dans une bande de un Hertz à une fréquence f de la porteuse et la puissance totale délivrée par la source. Cette seconde définition, notée $L_\varphi(f)$ et exprimée en dBc/Hz , ne permet pas de discriminer le bruit de phase et bruit d'amplitude. De plus même si le bruit d'amplitude est négligeable devant le bruit de phase, cette estimation diverge significativement de la densité spectrale de puissance de bruit de phase en cas de fortes fluctuations.

Remarque : Les lasers sont également des oscillateurs dont les fluctuations peuvent être caractérisées avec les mêmes outils. Notons cependant dans le cas d'un laser, plutôt que les variations d'amplitude, ce sont les variations de puissance qui sont caractérisées. Elles sont représentées par le bruit d'intensité relatif également appelé RIN¹. Il est défini pour un faisceau optique de puissance moyenne $\langle P_{opt} \rangle$ et qui présente des fluctuations d'intensité δP_{opt} tel que :

$$RIN(f) = \frac{S_{\delta P_{opt}(t)}(f)}{\langle P_{opt} \rangle^2} \quad (1.20)$$

avec $S_{\delta P_{opt}(t)}(f)$ la densité spectrale δP_{opt} .

La figure 1.7 présente les densités spectrales de puissance de bruit d'amplitude et de phase typiques d'un oscillateur microonde. Les fluctuations d'amplitude sont généralement faibles par rapport aux fluctuations de la phase. La densité spectrale de puissance de bruit de phase est généralement suffisante pour décrire la pureté spectrale du signal. Par la suite, nous nous intéressons donc principalement aux performances de bruit de phase des oscillateurs microondes.

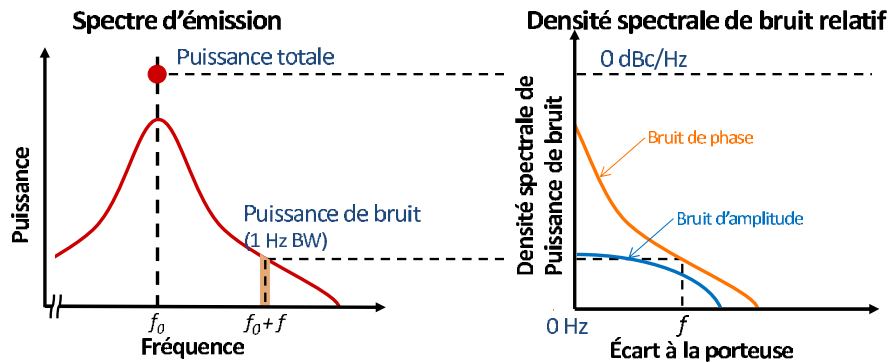


FIGURE 1.7 – Spectre électrique type d'un oscillateur réel (à gauche) et la courbe de densité spectrale équivalente (à droite).

Afin de comprendre le profil du spectral d'un oscillateur microonde, nous présentons dans la prochaine partie les principales sources de perturbation d'un oscillateur microonde.

1.2.2 Bruit intrinsèque d'un oscillateur microonde

Les perturbations dues aux composants d'un oscillateur sont à l'origine de la dégradation de la pureté spectrale du signal. L'amplificateur électrique utilisé comme étage de gain dans la majorité des systèmes en est généralement la principale source. Deux types de bruit contribuant à l'élargissement du spectre peuvent être distingués : une composante de bruit basse-fréquence et une composante de bruit blanc² haute fréquence [27].

Les amplificateurs microondes présentent des fluctuations de tension et de courant basses-fréquences induites par des mouvements désordonnés et aléatoires des électrons. L'origine de ces perturbations sont principalement :

- le bruit thermique (également appelé bruit Johnson ou bruit Johnson-Nyquist), bruit blanc dû à l'agitation thermique des charges ;

1. RIN : acronyme anglais de Relative Intensity Noise

2. Un bruit blanc est une perturbation aléatoire dont la densité spectrale est indépendante de l'écart en fréquence avec la porteuse.

- le bruit de grenaille (ou bruit Schottky), bruit blanc dû à la nature discrète du courant ;
- le bruit de scintillation (ou bruit flicker), bruit « coloré »¹ dont les origines sont variées (impuretés dans les matériaux des transistors, créations et recombinaisons parasites de paires électron-trou dues au courant de base d'un transistor, etc). Sa densité spectrale est inversement proportionnelle à la fréquence.

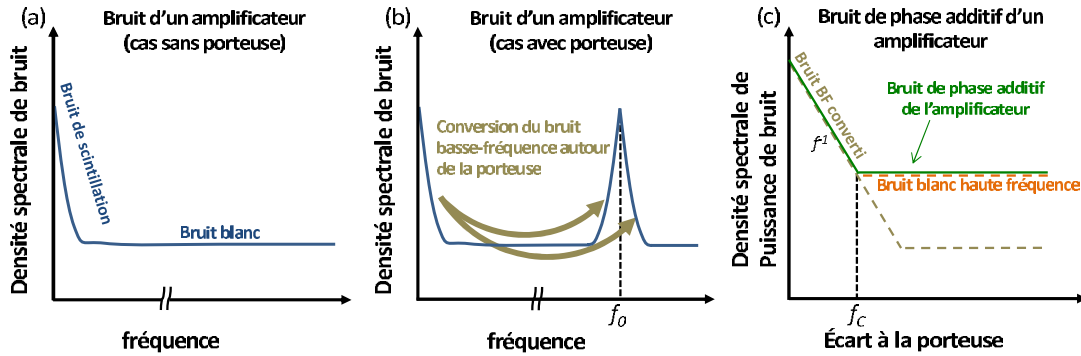


FIGURE 1.8 – (a) Courbe type de la densité spectrale de bruit d'un amplificateur microonde sans signal en entrée. (b) Courbe type de la densité spectrale de bruit d'un amplificateur microonde avec un signal en entrée induisant une conversion du bruit basse fréquence autour de la porteuse. (c) Courbe type de la densité spectrale de bruit de phase additif d'un amplificateur microonde. f_c est la fréquence où le bruit haute fréquence devient prédominant sur le bruit basse fréquence converti autour de la porteuse.

La densité spectrale du bruit basse-fréquence type d'un amplificateur est représentée figure 1.8 (a). Les fluctuations basses-fréquences sont converties en bruit de phase proche porteuse par les non-linéarités de l'amplificateur (figure 1.8 (b)) [28]. La densité spectrale de bruit convertie dépend alors principalement des caractéristiques intrinsèques du composant (technologie de transistors, géométrie) mais est indépendante de la puissance de la porteuse.

Le bruit blanc haute fréquence d'un amplificateur microonde est principalement dû au bruit thermique dans les différents étages du composant. Dans les transistors bipolaires, le bruit de grenaille est aussi une composante importante. Il induit une dégradation du plancher de bruit. Il peut être caractérisé par une température équivalente de bruit notée T_a . Cette température est définie comme la température d'une résistance fictive placée à l'entrée de l'amplificateur et dont la densité spectrale de bruit thermique serait égale à la densité spectrale de bruit blanc haute fréquence. Cette représentation assimile toutes les sources de bruit à une seule composante de bruit thermique équivalente de température T_a . Plus généralement, les fabricants définissent le bruit d'un amplificateur par son facteur de bruit F . Ce paramètre quantifie la dégradation du rapport signal sur bruit par un composant lorsque le bruit à son entrée est un bruit thermique à la température $T_0 = 290$ K. Il peut également être relié à la température équivalente de bruit par la relation :

$$F = \frac{T_a + T_0}{T_0} \quad (1.21)$$

Autour de T_0 , la densité spectrale de puissance de bruit phase $L_{th}(f)$ due au bruit blanc haute

1. À l'inverse du bruit blanc, un bruit coloré est une perturbation aléatoire dont la densité spectrale varie selon l'écart de fréquence avec la porteuse.

fréquence s'écrit alors :

$$L_{HF}(f) = \frac{Fk_bT}{2P} \quad (1.22)$$

avec k_b la constante de Boltzmann et P la puissance du signal en entrée de l'amplificateur. Notons que le niveau de bruit blanc haute fréquence est généralement plus élevé que celui du bruit blanc basse-fréquence converti autour de la porteuse. Un profil type de la densité spectrale de puissance de bruit de phase résiduel d'un amplificateur est présenté (figure 1.8 (c)). La fréquence à laquelle le bruit de phase haute fréquence devient prédominant sur le bruit basse-fréquence converti est appelée fréquence de coude et notée f_c .

Bien que le bruit intrinsèque d'un oscillateur soit nécessaire au démarrage de l'oscillation, il est également responsable de l'élargissement spectral du signal généré par la cavité. La réponse de la cavité résonante aux fluctuations de phase peut être décrit par le modèle de Leeson présenté dans le prochain paragraphe.

1.2.3 Modèle de bruit de l'oscillateur

Afin de modéliser la réponse de l'oscillateur aux perturbations de l'amplificateur, nous introduisons dans le schéma du dispositif une phase aléatoire $\psi(t)$ (figure 1.9 (a)). En supposant que le bruit d'amplitude est négligeable, nous posons $V(t)$ et $V_H(t)$ respectivement les signaux en sortie d'oscillateur et en sortie de résonateur tel que :

$$V(t) = A_0 \cos(2\pi f_0 t + \varphi(t)) \quad (1.23)$$

$$V_H(t) = A_H \cos(2\pi f_0 t + \varphi_H(t)) \quad (1.24)$$

Nous posons :

$$\psi(t) + \varphi_H(t) = \varphi(t) \quad (1.25)$$

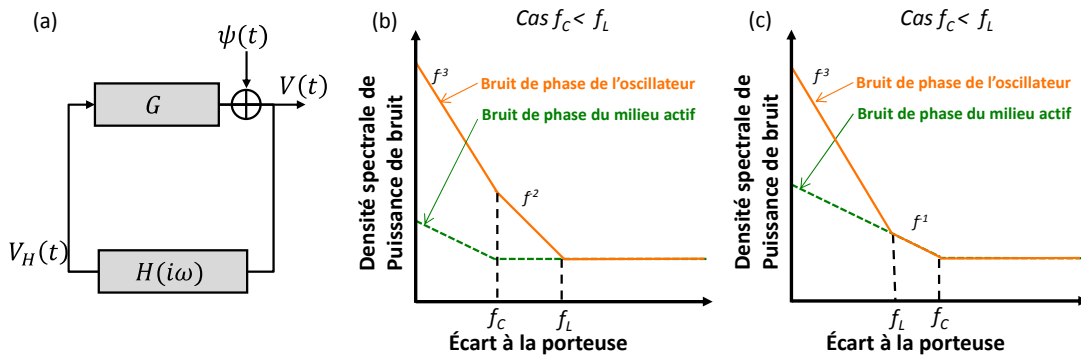


FIGURE 1.9 – (a) Schéma de l'oscillateur avec $\psi(t)$ les fluctuations de phase introduites dans la boucle par le milieu actif. (b) et (c) Courbes de bruit de phase type d'un oscillateur microonde basé sur le modèle de Leeson. (b) (respectivement (c)) correspond au cas où f_L la fréquence de Leeson est supérieure (respectivement inférieure) à f_c la fréquence de coude.

La théorie du signal montre que la fonction de transfert d'un filtre passe-bande traversé par un signal sinusoïdal modulé en phase est équivalente à celle d'un filtre passe-bas traversé par le signal modulant [29]. On note $H_{BF}(i\omega)$ la fonction de transfert basse fréquence équivalente à $H(i\omega)$ vue par $\varphi(t)$. On peut ainsi écrire :

$$\varphi_H(t) = \varphi(t) * h_{BF}(t) \quad (1.26)$$

avec $h_{BF}(t)$ la réponse impulsionnelle du filtre passe-bas¹.

Il vient alors :

$$\psi(t) + \varphi(t) * h_{BF}(t) = \varphi(t) \quad (1.27)$$

Il est possible d'exprimer l'expression 1.27 dans le domaine de Fourier telle que :

$$\psi(i\omega) = (1 - H_{BF}(i\omega)) \varphi(t) \quad (1.28)$$

D'après la définition de la densité spectrale de puissance (équation 1.18), on peut relier la densité spectrale de bruit de phase en sortie de l'oscillateur $S_\varphi(f)$ à la DSP de la perturbation $S_\psi(f)$ par :

$$S_\varphi(f) = \frac{S_\psi(f)}{|1 - H_{BF}(2i\pi f)|^2} \quad (1.29)$$

La fonction de transfert du filtre passe-bas équivalente à un filtre passe-bande d'ordre 2 type filtre RLC s'écrit [29] :

$$H_{BF}(i\omega) = \frac{1}{1 + i2Q\frac{f}{f_0}} \quad (1.30)$$

La réponse de l'oscillateur à une perturbation $\psi(t)$ s'écrit alors :

$$S_\varphi(f) = \left(1 + \frac{1}{f^2} \cdot \left(\frac{f_0}{2Q}\right)^2\right) S_\psi(f) \quad (1.31)$$

Cette expression est connue comme la formule de Leeson [30]. Elle montre que pour les fréquences inférieures à $f_L = f_0/2Q$ (appelée fréquence de Leeson), la densité spectrale de puissance de bruit de phase intrinsèque à l'oscillateur est multipliée par $1/f^2$ (Figure 1.9 (b) et (c)). Il est montré dans [29] que cette évolution reste vraie pour des résonateurs dont l'atténuation est finie (type résonateur Quartz). L'augmentation du facteur de qualité Q diminue la fréquence de Leeson et donc diminue le bruit de phase proche autour de la porteuse.

Différents types de résonateur peuvent être utilisés pour la génération de signaux microondes. Nous présentons dans la prochaine partie les systèmes électroniques permettant la génération de signaux très faible bruit et accordables.

1. La réponse impulsionnelle d'un système est le signal en sortie de ce système lorsque le signal d'entrée est une impulsion du Dirac. Pour un système linéaire invariant, la transformée de Laplace de la réponse impulsionnelle est égale à la fonction de transfert du filtre

1.3 État de l'art des oscillateurs microondes

Cette section présente brièvement le principe et les performances des oscillateurs microondes permettant la génération de signaux faible bruit ou largement accordables. La génération de signaux à très haute pureté spectrale nécessite l'utilisation de cavités très surtendues qui limitent fortement l'accordabilité du dispositif. Le développement de systèmes accordables se fait donc généralement au détriment de la pureté spectrale du signal. Nous distinguons donc les architectures à très haute pureté spectrale et les architectures accordables. Les dispositifs optoélectroniques sont présentés dans la section suivante.

1.3.1 Oscillateur à très haute pureté spectrale

Nous avons vu dans la section précédente que la génération de signaux à haute pureté spectrale nécessite l'utilisation de résonateurs à très fort facteur de qualité (typiquement $Q \gg 10^4$). Ces valeurs sont atteintes avec des résonateurs à base de matériaux diélectriques. Ceux-ci peuvent être regroupés selon leur principe de fonctionnement : résonances acoustiques (oscillateurs à quartz) ou électromagnétiques (oscillateur à résonateur diélectrique céramique ou monocristallin).

Oscillateurs à Quartz

Les *oscillateurs à résonateur à quartz* sont des dispositifs très utilisés pour la génération de signaux radiofréquence. Fonctionnant sur des modes de résonances acoustiques du cristal, ces oscillateurs permettent la génération de signaux très stables jusqu'à plusieurs centaines de mégahertz. Le facteur de qualité de ces résonateurs est généralement compris entre 10^4 et 10^6 . Des fréquences plus élevées peuvent ensuite être générées grâce à la multiplication successive de la fréquence fondamentale. La pureté spectrale du signal dépend alors directement du bruit de l'oscillateur quartz et du facteur multiplicatif. En supposant que les étages de multiplication n'ajoutent pas de bruit, la densité spectrale de puissance de bruit de phase du signal à la fréquence $f_n = n.f_0$ peut s'écrire [31] :

$$L_{\varphi}^{(f_n)}(f) = L_{\varphi}^{(f_0)}(f) + 20 \log(n) \quad (1.32)$$

avec $L_{\varphi}^{(f_n)}(f)$ et $L_{\varphi}^{(f_0)}(f)$ respectivement la densité spectrale de puissance de bruit de phase du signal à la fréquence f_n et f_0 exprimée en dBc/Hz.

À 10 GHz, le bruit de phase de ces oscillateurs est alors limité vers -145 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse microonde (figure 1.10) [32].

Oscillateurs à base de résonateurs diélectriques céramiques

Dans le domaine hyperfréquence, les oscillateurs à base de résonateurs diélectriques céramiques sont les dispositifs les plus utilisés pour la génération de signaux à haute pureté spectrale. De forme cylindrique, ces résonateurs sont fabriqués dans des matériaux à forte permittivité diélectrique : l'onde microonde est guidée en périphérie du matériau par la forte discontinuité de permittivité. Afin d'atteindre des coefficients de qualité élevés (de l'ordre de 10^4), il est nécessaire de limiter les pertes par rayonnement du résonateur avec un blindage métallique. Le résonateur est couplé au milieu actif (transistor hyperfréquence) par une ligne microruban ou

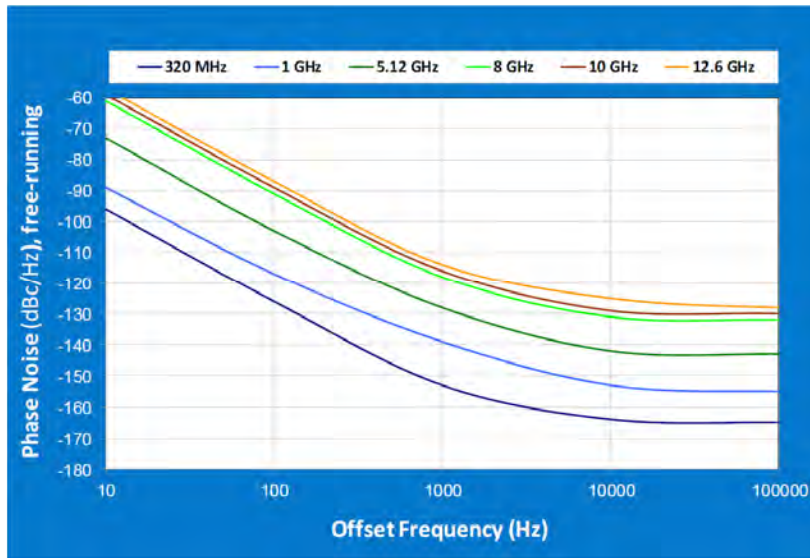


FIGURE 1.10 – Bruit de phase d’un oscillateur à quartz pour différentes fréquences de fonctionnement (source : [33]).

une ligne coplanaire afin de former l’oscillateur. Les caractéristiques du résonateur (fréquence de résonance, facteur de qualité, sensibilité à la température,..) dépendent de la composition de la céramique [34]. Un exemple d’oscillateur à résonateur diélectrique très bas bruit a été présenté par Régis et al. [35]. Ce système délivre un signal microonde dans la bande X avec une densité spectrale de puissance de bruit de phase de -118 dBc/Hz à 10 kHz et environ -60 dBc/Hz à 10 Hz de la porteuse microonde (figure 1.11(a)).

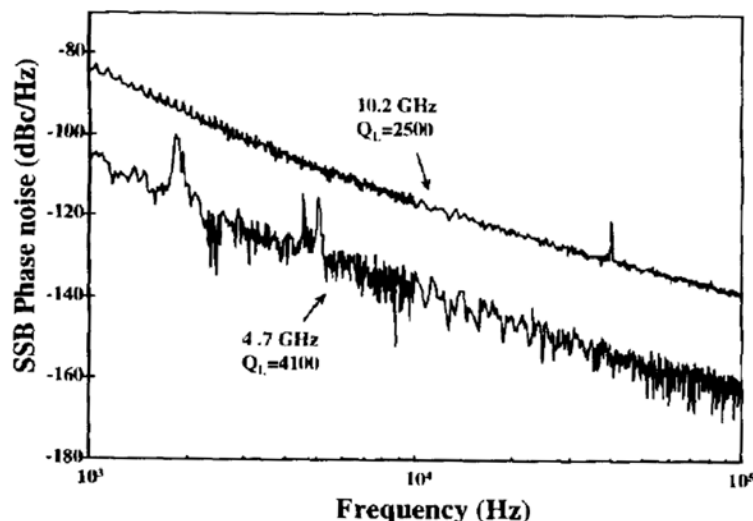


FIGURE 1.11 – Bruit de phase d’oscillateur à résonateur diélectrique céramique fonctionnant à 4,7 GHz et à 10,2 GHz (source : [35]).

La plupart des résonateurs diélectriques n’autorisent qu’une très faible accordabilité de la fréquence de résonance, de l’ordre de la dizaine de mégahertz. Par exemple, des architectures hybrides couplant un oscillateur à résonateur diélectrique à une diode varactor permettent de contrôler la fréquence d’oscillation de la cavité [36]. L’insertion d’une vis réglable axée sur le

résonateur diélectrique dans le capot de blindage perturbe les lignes de champ et modifie la fréquence de résonance de la cavité. Le réglage de la vis offre alors une faible accordabilité de l'oscillateur ($\Delta f/f \ll 1\%$).

Oscillateurs saphir

Des matériaux monocristallins peuvent également être utilisés comme résonateurs diélectriques. Le plus connu est le saphir (monocristal d'oxyde d'aluminium - Al_2O_3). Bien que ce monocristal ne présente qu'une permittivité diélectrique relativement faible, les très faibles pertes de propagation dans le domaine microonde autorisent l'excitation de modes de résonance d'ordre élevés, appelés modes de galerie. Ces modes permettent ainsi d'atteindre des facteurs de qualité de l'ordre de 10^5 à température ambiante et de l'ordre de 10^9 à 4 kelvins.

Un oscillateur saphir fonctionnant à température ambiante autour de 9 GHz avec une densité spectrale de puissance de bruit proche de -130 dBc/Hz à 10 kHz (respectivement proche de -50 dBc/Hz à 10 Hz) de la porteuse microonde a été développé par Ivanov *et al.* [37] (figure 1.12). Notons que l'implémentation d'une boucle de stabilisation permet de réduire le bruit de phase à -165 dBc/Hz à 10 kHz (respectivement proche de -95 dBc/Hz à 10 Hz) de la porteuse microonde. La société PSI a développé un oscillateur saphir délivrant un signal à 10,24 GHz avec une densité spectrale typique de -170 dBc/Hz à 10 kHz (respectivement proche de -117 dBc/Hz à 100 Hz) de la porteuse microonde. La fiche technique présentant les performances du produit n'est cependant plus disponible depuis le rachat de PSI par la société Raytheon Australia [38].

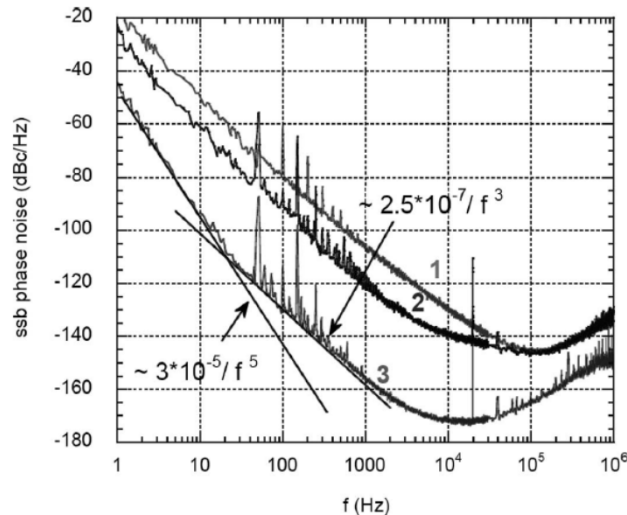


FIGURE 1.12 – Bruit de phase d'un oscillateur saphir fonctionnant à température ambiante en fonctionnement libre et stabilisé (source : [37]).

1.3.2 Oscillateurs largement accordables

Cette section présente les architectures permettant la génération de signaux microonde accordable dont la fréquence est contrôlée en tension ou VCO (voltage controlled oscillator).

Oscillateur à base de résonateur électrique

Des architectures à base de résonateurs électroniques (circuit LC) offrent des plages de fonctionnement en fréquence très larges (plusieurs gigahertz dans le domaine hyperfréquence). Réalisées avec des circuits intégrés monolithiques analogiques - ou MMIC (Monolithic Microwave Integrated Circuits) [39] - ou combinées avec des composants montés en surface (technologie CMS), l'accordabilité est obtenue en modifiant la valeur du produit LC grâce à des diodes varactor [40,41] ou des micro-systèmes électromécaniques - ou MEMS (micro-electromechanical system) [42,43]. Le bruit de phase de ces oscillateurs est compris entre de -70 et -90 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse microonde. Accordables sur quelques gigahertz, la pureté spectrale des VCO dépend de la fréquence de fonctionnement. La figure 1.13 représente les densités spectrales de puissance de bruit de phase de plusieurs oscillateurs contrôlés en tension - ou VCO (Voltage Controlled Oscillator) disponibles commercialement.

Oscillateur YIG

Le grenat d'yttrium et de fer ($Y_3Fe_2(FeO_4)_3$, or $Y_3Fe_5O_{12}$) - ou *YIG* (*Yttrium Iron Garnet*) - est un grenat ferrimagnétique de synthèse. L'application d'un champ magnétique sur ce cristal modifie le spin des atomes de fer et change les caractéristiques électromagnétiques du matériau. La fabrication de résonateurs dans un monocristal de YIG permet le développement de résonateurs à coefficients de qualité élevés (de l'ordre de 10^4) et accordable entre 3 et 50 GHz par l'application d'un champ magnétique [47]. La société Gigatronic commercialise des oscillateurs accordables dans le domaine microonde avec des plages de fonctionnement de plusieurs gigahertz. La pureté spectrale typique du système accordable entre 2 et 5 GHz est de -104 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse microonde [31]. Notons cependant que la fabrication des cristaux de YIG est complexe et n'est maîtrisée, à notre connaissance, que par quelques entreprises américaines. De plus, leur commercialisation est soumise à des restrictions imposées par le gouvernement américain.

Nous présentons dans la prochaine partie les architectures d'oscillateurs optoélectroniques permettant la génération de signaux très faible bruit et largement accordables.

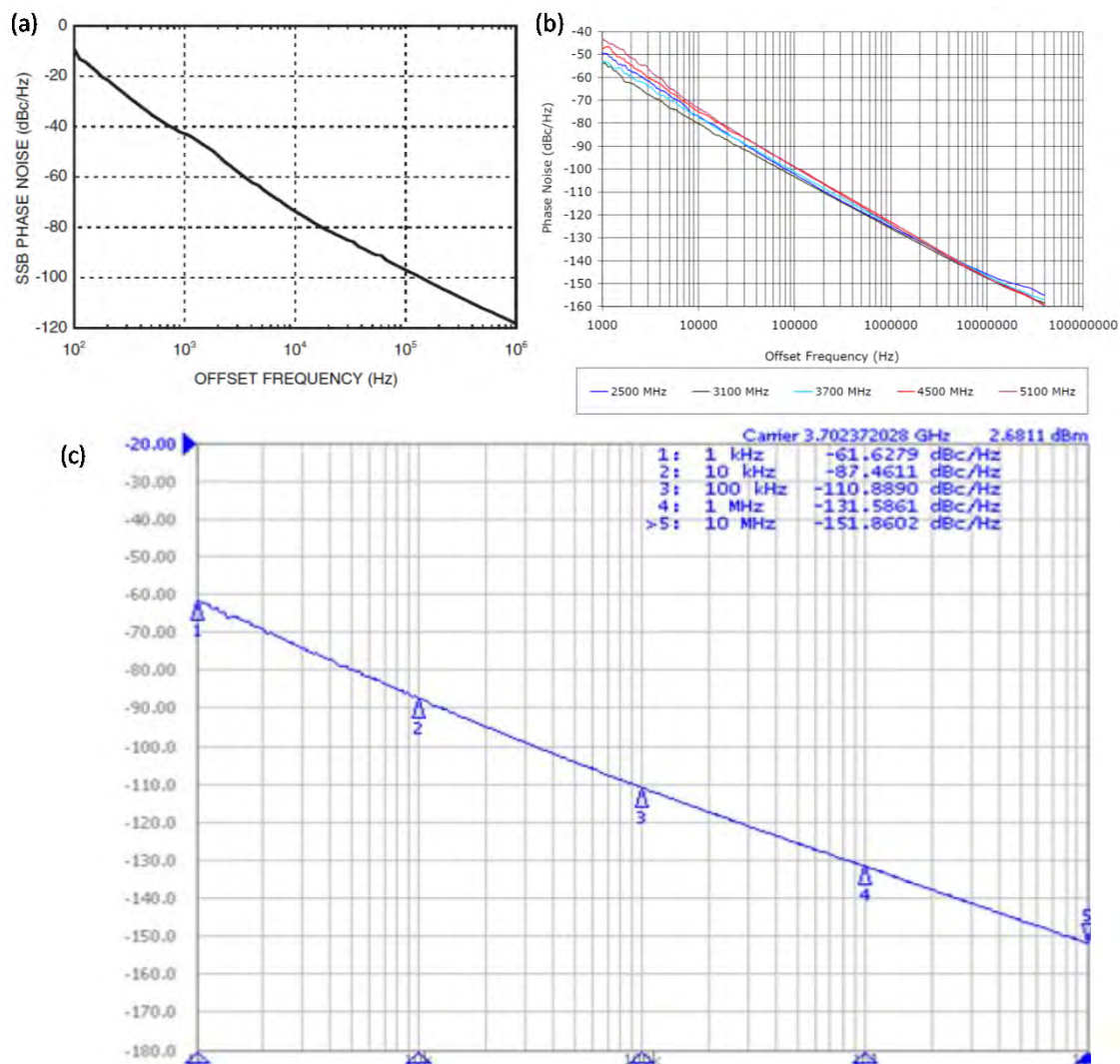


FIGURE 1.13 – Densités spectrales de puissance de bruit de phase de trois oscillateurs contrôlés en tension commerciaux. (a) HMC586LC4B (accordable entre 4 et 8 GHz) de Hittite Microwave [44]; (b) modèle DCYS250510-5 (accordable entre 2,5 et 5,1 GHz) de Synergie Microwave Corporation [45]; (c) CVCO55CW (accordable entre 2,95 et 4,2 GHz) de Crystek [46].

1.4 La génération de signaux microondes par méthode optique et optoélectronique

Nous avons vu dans la partie précédente que les performances des oscillateurs microondes se dégradent avec l'augmentation de la fréquence de fonctionnement. Cette évolution s'explique principalement par l'augmentation des pertes de propagation avec la fréquence qui limitent le facteur de qualité des résonateurs. L'utilisation de dispositifs optiques est une alternative prometteuse pour améliorer les performances des oscillateurs microondes. En effet, la maturité des composants optiques et optoélectroniques issus du domaine des télécommunications donnent accès à des architectures à très forts facteurs de qualité difficilement atteignables avec des architectures classiques.

Différentes architectures optoélectroniques permettent la génération de signaux microondes. Celles-ci peuvent être distinguées par leur principe de fonctionnement. Nous présentons dans ce chapitre les systèmes basés sur une boucle optoélectronique résonante, sur la division cohérente de fréquences optiques et sur le mélange hétérodyne de deux modes laser.

1.4.1 Architectures à boucle optoélectronique résonante

La génération d'un signal microonde avec un dispositif hybride optique-électronique a été proposée dès 1982 par Neyer *et al.* [48]. Dans ces travaux, les auteurs s'intéressèrent cependant au fonctionnement bistable de l'architecture afin de générer des signaux numériques directement sur porteuse optique.

Ce n'est qu'en 1996 que Yao *et al.* présentent le concept d'oscillateur optoélectronique, ou OEO (Opto-Electronic Oscillator) [14]. Cette équipe du Jet Propulsion Laboratory (JPL) s'est intéressée aux propriétés de stabilité de l'architecture optoélectronique. Le principe de l'OEO est alors similaire à celui d'un oscillateur microonde classique. L'introduction dans la cavité de composants optoélectroniques permet cependant de tirer parti des faibles pertes de propagation ondes optiques dans les fibres pour réaliser des retards plus longs que ceux réalisables dans le domaine microonde. Pendant plus d'une décennie, cette équipe (détachée en 2000 sous la forme d'une société « Spin-off » appelée OEwaves) a dominé ce domaine avec le développement et l'optimisation de différentes architectures d'OEO [15, 49–53]. Certaines de ces architectures ont conduit à la commercialisation de produits par la société OEwaves. Depuis 2000, de nouvelles équipes travaillent dans le domaine, certaines d'entre elles proposant de nouvelles architectures [54–58].

Nous présentons dans la suite de ce chapitre les différentes architectures d'oscillateur opto-électronique.

Oscillateur Optoélectronique à Ligne à Retard Fibrée

La première architecture d'*oscillateur optoélectronique* réalisée, représentée figure 1.14 (a), est basée sur une fibre optique comme très long retard afin d'augmenter le facteur de qualité de la cavité résonante. En effet, les fibres optiques présentent des performances de propagation très supérieures à leurs équivalents microondes [25] et autorisent ainsi le développement de cavités de plusieurs kilomètres. Un résonateur microonde inséré dans la cavité sélectionne le mode de fonctionnement de l'oscillateur et filtre les autres modes de la cavité aux fréquences harmoniques de $1/\tau$ (τ étant le temps nécessaire au signal pour faire un tour de cavité) (figure 1.14 (a)).

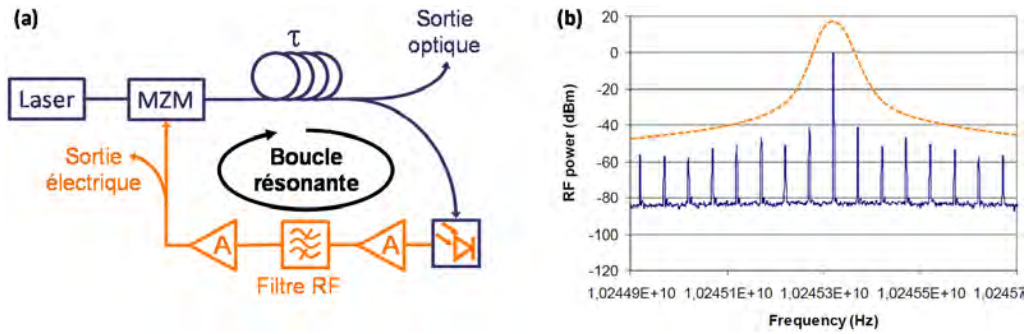


FIGURE 1.14 – (a) Schéma d’un oscillateur optoélectronique à ligne à retard fibrée. (b) Illustration de la sélection du mode de fonctionnement de l’oscillateur par le résonateur microonde. MZM : Modulateur Mach Zehnder ; A : Amplificateur hyperfréquence.

Une cavité optoélectronique implémentée avec une fibre optique de 4 km et fonctionnant à 10 GHz présente ainsi un facteur de qualité équivalent $Q = 6,3 \cdot 10^5$. Volyanskiy *et al.* ont développé un oscillateur avec 4 km de fibre optique présentant une densité spectrale de puissance de bruit de phase de -60 dBc/Hz à 10 Hz de la porteuse microonde et inférieure à -140 dBc/Hz à 10 kHz (figure 1.15 (a)) [54]. Le développement d’un oscillateur implémenté avec 16 km de fibre optique (équivalent à un coefficient de qualité de $2,5 \cdot 10^6$) a également été publié par la société OEwaves. Cet OEO délivre un signal à 10 GHz avec une pureté spectrale de -80 dBc/Hz à 10 Hz (respectivement -157 dBc/Hz à 10 kHz) de la porteuse (figure 1.15 (b)) [52].

Les densités spectrales de puissance de bruit de phase de ces dispositifs montrent un nombre important de pics qui dégradent les performances de l’oscillateur. La réjection des modes secondaires n’étant cependant pas parfaite, elle induit des remontées de bruit à chaque harmonique de $1/\tau$ dont la puissance dépend du facteur de qualité du résonateur microonde [59]. L’augmentation de la longueur de la fibre accroît donc les contraintes sur le filtre microonde et limite la pureté spectrale de l’oscillateur optoélectronique loin de la porteuse microonde. Nous mesurons par exemple un premier pic à -50 dBc/Hz à 50 kHz de la porteuse pour la cavité de 4 km et à -100 dBc/Hz à 12 kHz pour la cavité de 16 km.

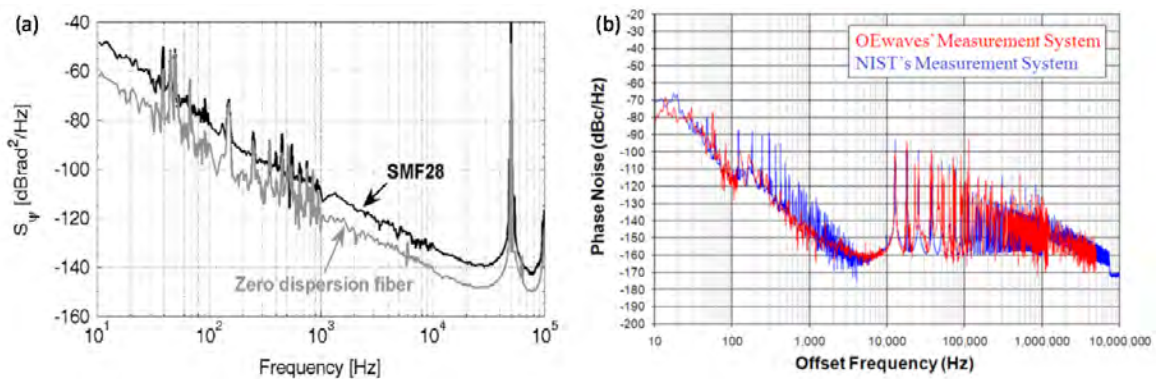


FIGURE 1.15 – Bruit de phase d’un oscillateur optoélectronique à ligne à retard optique implémenté avec une fibre optique (a) de 4 km (source [54]), (b) de 16 km (source [52]).

Afin de réduire les contraintes sur le filtre microonde, une architecture d’*OEO multi-boucles* (figure 1.16 (a)) a été proposée [60]. Chaque boucle admettant un spectre discret de fréquence de fonctionnement, le mode oscillation est sélectionné par effet Vernier entre les deux boucles.

Une densité spectrale de puissance de bruit inférieure à -75 dBc/Hz est mesurée à 10 Hz de la porteuse microonde et de -140 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse. De plus, le nombre de pics et leurs amplitudes a diminué. Le pic de résonance le plus haut est alors de -97 dBc/Hz vers environ 27 kHz de la porteuse.

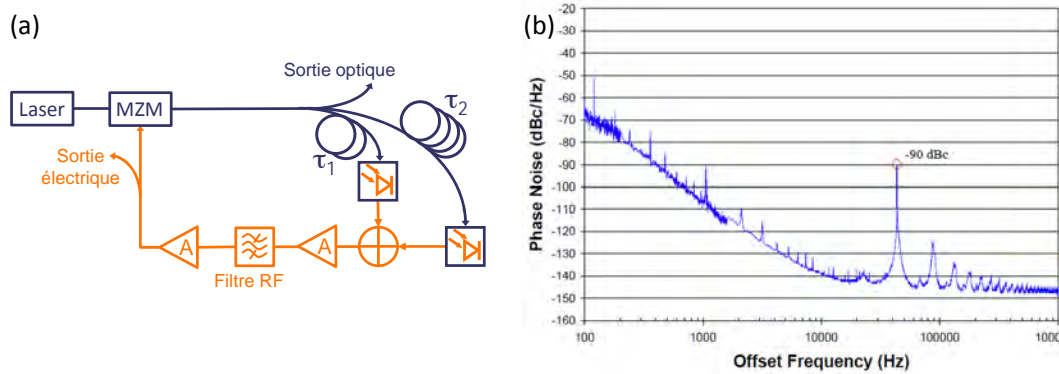


FIGURE 1.16 – (a) Schéma d’un oscillateur optoélectronique à deux lignes à retard. (b) Bruit de phase d’un oscillateur optoélectronique à ligne à retard optique implémenté avec deux fibres optiques de 8,4 km et 2,2 km (source [59]).

Une équipe du MIT a rapporté un oscillateur optoélectronique sans pic de résonance sur la DSP de bruit de phase du signal généré [58]. Ce résultat serait obtenu grâce au faible RIN du laser et à la saturation super-homogène du gain optique-microonde de la boucle résonante [61]. Notons également que la configuration proposée n’inclut pas d’amplificateur microonde dont le bruit est une des principales limites autour de la porteuse de la densité spectrale de bruit de phase de ces dispositifs.

Les OEO permettent de délivrer des signaux haute fréquence à très bas bruit de phase avec des composants standards du domaine des télécommunications optique. Le principal défaut des oscillateurs optoélectroniques à lignes à retard optiques est la nécessité d’utiliser plusieurs kilomètres de fibre optique pour obtenir un coefficient de qualité équivalent aux meilleurs résonateurs microondes. Ces longueurs de fibre optique limitent la compacité de ces dispositifs. L’implémentation d’un résonateur optique comme retard permet de réduire le volume des architectures optoélectroniques. Ces architectures sont présentées dans la suite de ces travaux.

Oscillateur Optoélectronique Couplé

L’architecture de l’*oscillateur optoélectronique couplé (COEO)*, présentée dès 1997 [15], est directement inspirée de celle de l’oscillateur optoélectronique à ligne à retard fibrée. Contrairement à ce dernier, la cavité laser est couplée à la boucle optoélectronique résonante (figure 1.17). La modulation de l’amplitude du laser à une fréquence multiple de l’ISL de la cavité optique conduit à une oscillation en phase des modes optiques et à un fonctionnement impulsionnel. Celui-ci se comporte alors comme un filtre microonde à très fort facteur de qualité et permet de diminuer la longueur de la boucle optoélectronique - i.e d’augmenter la fréquence des modes harmoniques. De plus, le couplage des deux cavités permet la réjection de nombreux modes secondaires par effet Vernier. Une réalisation d’un oscillateur optoélectronique couplé est présenté dans le chapitre 4 de ce manuscrit.

La première démonstration d’un COEO a été réalisée avec une cavité optique implémentée

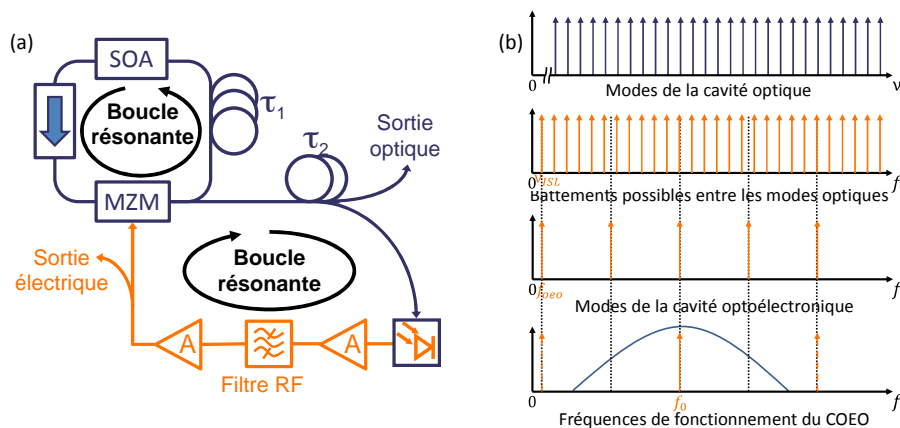


FIGURE 1.17 – (a) Schéma d'un oscillateur optoélectronique couplé. MZM : Modulateur Mach-Zehnder ; SOA : Amplificateur optique à semiconducteur ; A : Amplificateur hyperfréquence. (b) Principe du couplage entre les cavités.

autour d'un amplificateur optique à semiconducteur (SOA) [15]. Le verrouillage des modes optiques par la modulation du gain du SOA limitait cependant la fréquence d'oscillation de la cavité à quelques centaines de mégahertz. Dès 1998, une architecture avec un modulateur d'amplitude du type Mach-Zehnder et fonctionnant à 10 GHz est présentée [49]. À 10 Hz de la porteuse microonde, la densité spectrale de puissance de bruit de phase du signal reste cependant supérieure de 20 dB à celle d'un OEO classique.

Au milieu des années 2000, une série de publications [50, 62, 63] présente le développement et l'optimisation de COEO développés cette fois à partir d'une fibre optique dopée erbium. Ces dispositifs, fonctionnant autour de 10 GHz avec des longueurs de cavités optiques comprises entre 160 et 750 m, présentent une densité spectrale de puissance de bruit de -60 dBc/Hz à 10 Hz et d'environ -140 dB/Hz à 10 kHz de la porteuse microonde.

En parallèle, l'optimisation des cavités a permis de délivrer un signal autour de 10 GHz avec une densité spectrale de puissance de bruit de phase de -60 dBc/Hz à 10 Hz et de -145 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse microonde (figure 1.18 (a)). Réalisé avec une cavité optique de 330 m, ce système commercialisé par la société OEwaves est très compact ($150 \text{ mm} \times 115 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$).

Les performances sont cependant loin des limites théoriques estimées par le modèle de Matsko *et al.* proche de -160 dBc/Hz à 10 kHz (respectivement -85 dBc/Hz à 10 Hz) de la porteuse microonde [64]. Le développement de nouvelles structures amplificatrices (SOA de puissance dit « à semelle » [65, 66] et photodiode UTC [67, 68]) laisse présager une amélioration des performances de ces systèmes. Un premier COEO réalisé avec ces nouveaux composants a récemment été présenté par Loh *et al.* [58]. Le signal à 10 GHz présente une densité spectrale de puissance de bruit de phase de -70 dBc/Hz à 100 Hz et de -145 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse limitée par le plancher de mesure (figure 1.18 (b)).

Micro-Oscillateur Optoélectronique à Modes de Galerie

Les résonateurs optiques passifs sont des architectures performantes pour réaliser des retards optiques très importants dans un faible volume. Le très fort confinement de l'onde optique dans ces structures permet d'atteindre des facteurs de qualité optiques très élevés (de l'ordre de $Q_{\text{opt}} = 10^{11}$ [69, 70]) à des longueurs d'onde optique de $1,5 \mu\text{m}$. Il est possible d'exprimer ces

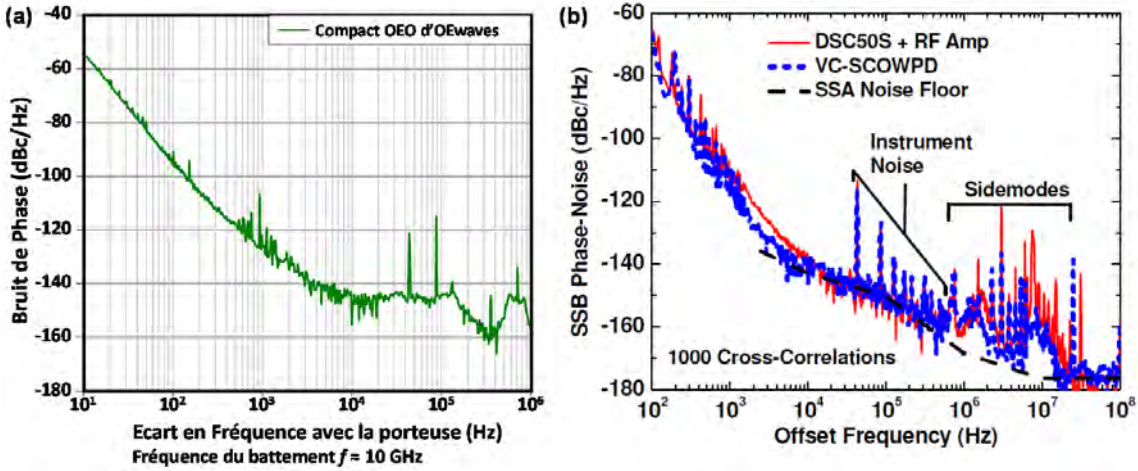


FIGURE 1.18 – (a) Bruit de phase de l’oscillateur optoélectronique couplé commercialisé par la société OEWaves (mesure réalisée à TRT). (b) Bruit de phase de l’oscillateur optoélectronique couplé réalisé avec un amplificateur optique « à semelle » (source [58]).

facteurs de qualité dans le domaine microonde par la relation [71] :

$$Q_{\text{RF}} = Q_{\text{opt}} \frac{f_{\text{RF}}}{f_{\text{opt}}} \quad (1.33)$$

Bien que complexes à fabriquer, *les résonateurs optiques à modes de galerie* sont des architectures très étudiées pour remplacer les lignes à retard optiques dans les oscillateurs optoélectroniques. Leur principe de fonctionnement est similaire à celui des résonateurs diélectriques microondes. De forme cylindrique, torique ou sphérique, l’onde optique injectée dans le résonateur est guidée en périphérie du résonateur par réflexion totale sur les faces de l’objet [72, 73]. Ces dispositifs peuvent ainsi présenter des facteurs de qualité optiques très élevés pouvant dépasser 10¹¹ [69, 70]. Des modèles théoriques prévoient des valeurs proches de 10¹⁴ à température ambiante pour des résonateurs cristallins [74, 75]. Les faibles longueurs d’onde des signaux optiques permettent également la réalisation de composants de taille millimétrique ou micrométrique offrant ainsi un fort potentiel d’intégrabilité. Notons cependant que les modes de galerie sont difficiles à coupler.

Contrairement à une ligne à retard fibrée dont la transmission est continue pour toutes les fréquences optiques, un résonateur optique présente une sélectivité en fréquence correspondant à ses fréquences de résonance. L’écart entre deux modes de résonance, appelé intervalle spectral libre (ISL) de la cavité, dépend de ses dimensions et de la vitesse de propagation de l’onde optique dans le matériau.

Les architectures optoélectroniques basées sur des résonateurs doivent être résonantes à la longueur d’onde optique afin que le laser soit transmis par le résonateur. La résonance du signal optique peut être assurée avec une boucle d’asservissement, la plus connue étant l’architecture de Pound-Devreer-Hall [76], ou par réinjection optique [77, 78]. Notons que les modes latéraux de modulation du signal optique doivent également être transmis par la cavité résonante limitant les fréquences de fonctionnement de l’oscillateur aux multiples de l’ISL.

Des oscillateurs optoélectroniques implémentés avec un résonateur en quartz [79], en fluorure de calcium (CaF₂) [53, 80, 81], en niobate de lithium (LiNbO₃) [82] et en tantalate de lithium (LiTaO₃) [53, 83], silice (SiO₂) [84] ont été démontrés. A notre connaissance, les meilleurs

résultats publiés dans la bande X (8 – 12 GHz) ont été obtenus avec un disque en CaF_2 [81]. Ce dernier a permis la génération d'un signal avec une densité spectrale de puissance de bruit de phase de -95 dBc/Hz à 10 kHz (respectivement -5 dBc/Hz à 10 Hz) de la porteuse microonde (figure 1.19). Notons que le plancher de bruit des oscillateurs optoélectroniques à modes de galerie est relativement élevé. Celui-ci est en effet supérieur à -135 dBc/Hz pour l'oscillateur implémenté avec un disque en CaF_2 .

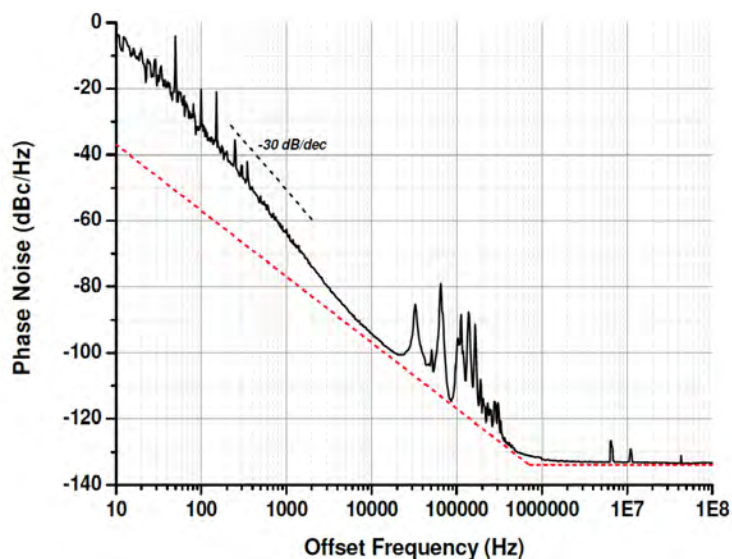


FIGURE 1.19 – Bruit de phase d'un oscillateur optoélectronique implémenté avec un micro-résonateur à mode de galerie en CaF_2 (source [81]).

Micro-Oscillateurs Optoélectroniques Hyper-Paramétriques

Le fort confinement de l'onde optique dans le résonateur à modes de galerie peut induire des effets non-linéaires (mélange à quatre ondes, effet Raman, effet Kerr,...) [80,85]. L'oscillation de ces modes non-linéaires dans le micro-résonateur peut générer un peigne de fréquence optique. Le battement entre les modes optiques sur une photodiode rapide génère un signal microonde avec une très bonne pureté spectrale. Ces oscillateurs sont appelés *oscillateurs optoélectronique « hyper-paramétriques »*. Plusieurs dispositifs fonctionnant dans la bande K_a (26,5 – 40 GHz) ont été présentés [80,83]. Un système opérant autour de 10 GHz a également été rapporté avec une densité spectrale de puissance de bruit de phase de -120 dBc/Hz à 10 kHz (respectivement -30 dBc/Hz à 10 Hz) de la porteuse microonde (figure 1.20) [80].

Oscillateurs Optoélectroniques à Anneau de Fibre

Bien que moins compact, l'**anneau de fibre résonant** est une architecture beaucoup plus simple à réaliser. Cette cavité est composée de deux coupleurs fibrés reliés entre eux par plusieurs mètres de fibre optique [56]. Injectée dans la cavité par l'un des coupleurs, l'onde optique est confinée dans l'anneau fibré par réflexions multiples sur les coupleurs (voir chapitre 3). Les très faibles pertes des composants à $1,5 \mu\text{m}$ permet d'atteindre des facteurs de qualité très élevés. Un résonateur présentant un coefficient de qualité supérieur à 10^{10} a pu être démontré avec une boucle 120 m [86]. L'utilisation de composants fibrés facilite également le couplage de l'onde

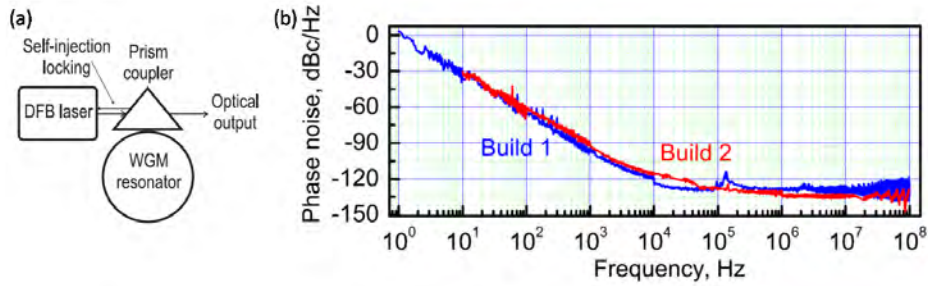


FIGURE 1.20 – (a) Schéma d'un oscillateur optoélectronique hyper-paramétrique avec un micro-résonateur en CaF₂. (b) Bruit de phase de l'oscillateur optoélectronique hyper-paramétrique. (source [80]).

optique dans la cavité et l'implémentation du dispositif dans une boucle optoélectronique. Un oscillateur optoélectronique implémenté avec un anneau de fibre résonant de 100 m a ainsi permis la génération d'un signal autour de 10 GHz avec une densité spectrale de puissance de bruit de phase inférieure à -130 dBc/Hz à 10 kHz (respectivement inférieure à -50 dBc/Hz à 10 Hz) de la porteuse microonde (figure 1.21). Notons que le plancher de bruit de cette architecture est plus bas que celui des dispositifs à base de résonateurs à modes de galerie.

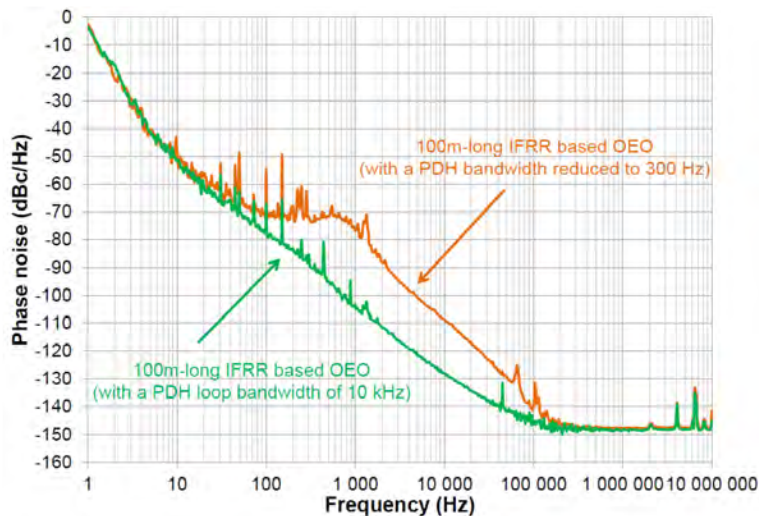


FIGURE 1.21 – Bruit de phase d'un oscillateur optoélectronique implémenté avec un anneau de fibre résonant (source [56]).

Oscillateur Optoélectronique Accordable

Les oscillateurs optoélectroniques sont généralement implémentés avec un résonateur diélectrique céramique. La faible bande passante imposée au filtre pour une réjection satisfaisante des modes secondaires n'autorise pas l'accordabilité de ces dispositifs. L'utilisation d'un résonateur microonde en grenat de fer et d'yttrium (YIG) a permis la réalisation d'un *oscillateur optoélectronique multi-boucles accordable* dont la fréquence est variable entre 6 et 12 GHz par pas de 3 MHz [87]. L'oscillateur implémenté avec trois boucles de 4,4, 3 et 1,2 km présente une densité spectrale de puissance de bruit de phase proche de -128 dBc/Hz à 10 kHz (respectivement -45 dBc/Hz à 100 Hz) de la porteuse microonde (figure 1.22 (a)).

Un *OEO accordable* basé sur une modulation de phase a également été présenté par Li et al. [55]. Celui-ci utilise un réseau de Bragg dont la période varie linéairement dans la cavité pour ne permettre l'oscillation que d'un seul mode optique. Implémenté avec une fibre de 500 m, ce dispositif permet l'oscillation d'un signal accordable entre 3 et 28 GHz avec une densité spectrale de puissance de bruit de phase inférieure à -100 dBc/Hz à 10 kHz (respectivement -20 dBc/Hz à 10 Hz) (figure 1.22 (b)) [88].

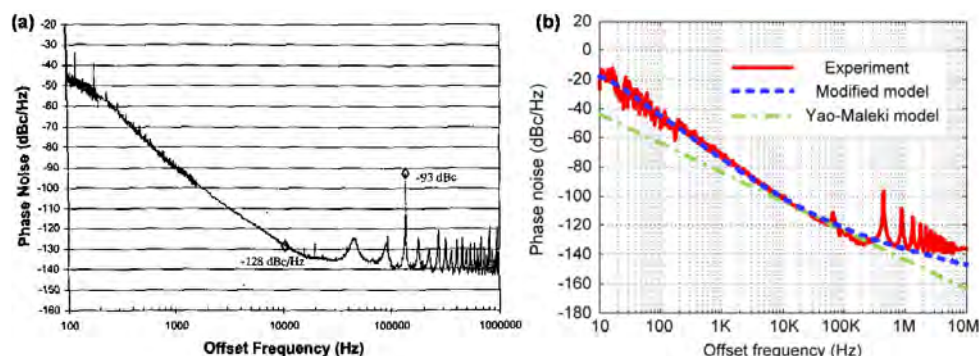


FIGURE 1.22 – (a) Bruit de phase d'un oscillateur optoélectronique multi-boucles accordable implémenté avec trois boucles de 4,4 ; 3 et 1,2 km et un résonateur YIG (source [87]). (b) Bruit de phase d'un oscillateur optoélectronique accordable implémenté avec un réseau de Bragg avec une période linéaire (source [88]).

Un micro-résonateur peut également être utilisé pour sélectionner la fréquence de fonctionnement de la boucle optoélectronique et filtrer les modes secondaires [85]. L'utilisation d'un résonateur en LiTaO_3 , élément présentant un effet électro-optique, a ainsi permis de réaliser un oscillateur optoélectronique accordable entre 2 et 15 GHz [89]. Le signal microonde généré présente une densité spectrale de puissance de bruit de phase inférieure à -100 dBc/Hz à 10 kHz (respectivement -25 dBc/Hz à 10 Hz) de la porteuse microonde.

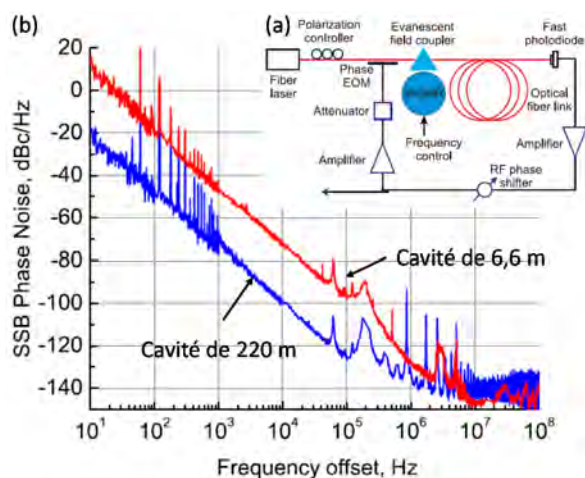


FIGURE 1.23 – (a) Schéma d'un oscillateur optoélectronique accordable implémenté avec un micro-résonateur en LiTaO_3 . EOM : Modulateur Electro-optique ; WGMR : Résonateur à Ondes de galerie. (b) Bruit de phase de l'oscillateur optoélectronique accordable pour une boucle optoélectronique de 6,6 m (courbe rouge) et de 220 m (courbe bleue). (source [89]).

1.4.2 Division de fréquence optique

Les travaux de Hänsch *et al.* [90] dans le domaine de la spectroscopie laser de précision ont démontré les liens entre le spectre microonde et le spectre optique. Ceux-ci ont permis le développement par le National Institute of Standards and Technology (NIST) d'une nouvelle technique de génération de signaux microondes très faible bruit [16] par division cohérente de fréquence optique. Le dispositif, représenté figure 1.24 (a), se compose d'un laser continu et d'un laser impulsionnel délivrant un peigne de fréquence. La fréquence optique de chaque mode s'écrit $\nu_n = \nu_0 + n\nu_r$ (avec ν_r la fréquence de répétition du peigne et ν_0 une fréquence de décalage entre l'enveloppe et la porteuse). Une première boucle d'asservissement basée sur la technique de l'autoréférencement [91] permet de stabiliser la fréquence ν_0 . La stabilisation d'un mode du peigne de fréquences sur la référence optique permet de fixer la fréquence de répétition ν_r et transfère la stabilité du signal laser continue aux modes de l'impulsion laser. La détection des impulsions sur une photodiode rapide permet la génération d'un signal microonde très stable. Une densité spectrale de puissance de bruit de phase de -120 dBc/Hz à 10 Hz (respectivement inférieure à -145 dBc/Hz à 10 kHz) de la porteuse microonde à 10 GHz a été rapportée pour un laser impulsionnel à fibre dopée erbium et de -125 dBc/Hz à 10 Hz (respectivement -155 dBc/Hz à 10 kHz) de la porteuse microonde avec un laser impulsionnel état solide (figure 1.24 (b)) [92].

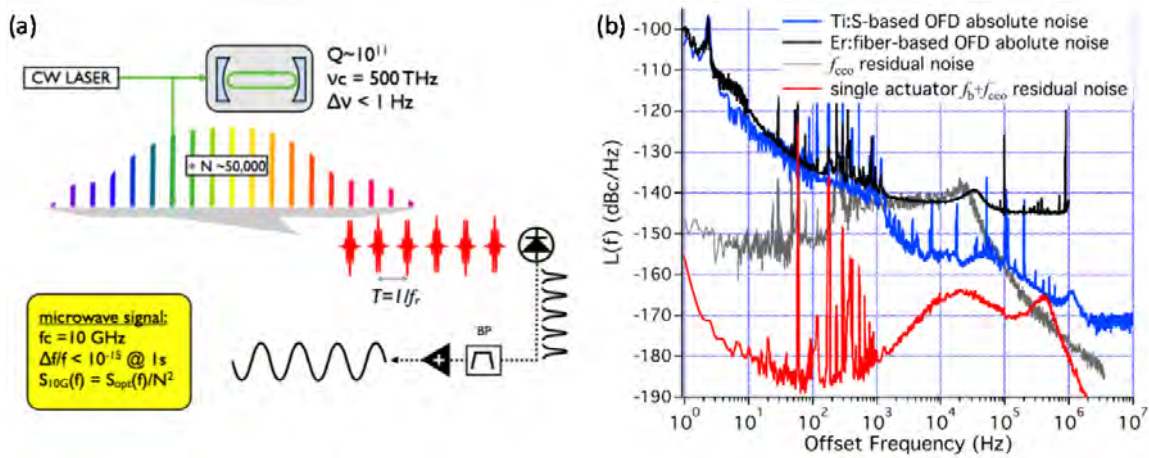


FIGURE 1.24 – (a) Schéma du dispositif de division de fréquence optique. (b) Bruit de phase du signal généré par division de fréquence optique (source [92]).

1.4.3 Mélange hétérodyne

Le mélange hétérodyne de deux ondes laser est un moyen efficace pour générer des signaux hyperfréquences sur porteuse optique. En effet, le battement de deux modes laser de fréquence ν_1 et ν_2 sur un photodétecteur rapide permet de générer un signal électrique à la fréquence $|\nu_2 - \nu_1|$. Cette méthode permet d'obtenir des fréquences, des vitesses et des bandes passantes d'accordabilité supérieures à celles obtenues avec les techniques de modulation par voie électronique. Une solution intéressante pour sa compacité, son coût et son rendement est la combinaison des faisceaux de deux laser à semi-conducteur [93]. La mauvaise pureté spectrale de ces lasers limite cependant la stabilité du signal microonde généré.

Pour obtenir les meilleures performances, il convient de s'orienter vers les lasers état-solide et les lasers à fibre qui présentent des largeurs de raies beaucoup plus faibles [94, 95]. De plus, différentes techniques (boucle à verrouillage de mode optoélectronique [96], injection laser [97]) ont été développée pour stabiliser la différence de fréquences entre les deux modes optiques sur une référence externe et permettent la distribution optique de signaux microondes avec un très faibles bruit résiduel [93].

La génération simultanée des deux ondes optiques dans une même cavité laser est avantageuse : le système est plus compact et la cohérence temporelle des deux ondes est renforcée. Différentes technologies et méthodes sont possibles pour réaliser ces cavités appelées *lasers bifréquences* :

- les lasers à semi-conducteur peuvent être pompés électriquement et ont un faible bruit d'amplitude [98, 99] ;
- les lasers à fibre ont une faible largeur de raie optique [94, 100] ;
- les lasers état solide pompés par diodes sont puissants et faciles à contrôler en fréquence [101–103].

La figure 1.25 présente les densités spectrales de puissance de bruit de phase du battement délivré par un laser à fibre dopée Erbium et un laser état solide co-dopé Erbium-Ytterbium. Nous avons mesuré une DSP de bruit de phase de -60 dBc/Hz à 10 kHz (respectivement inférieure à -20 dBc/Hz à 10 Hz) de la porteuse microonde pour le signal délivré par le laser à fibre. L'application de contraintes sur la cavité permet une faible accordabilité en fréquence entre 0,6 et 1,8 GHz [100]. La DSP de bruit de phase du laser état solide bifréquence est plus élevée (respectivement 15 dBc/Hz à 10 Hz et -55 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse microonde) mais offre une large plage d'accordabilité de 0 et 16 GHz [103]. Celle-ci est obtenue par l'insertion d'un élément électro-optique dans la cavité qui permet l'oscillation de deux modes laser croisés en polarisation et de longueur d'onde différente [102]. Nous choisirons dans le chapitre 2 d'utiliser un laser bifréquence état solide co-dopé Erbium/Ytterbium pour développer un oscillateur optoélectronique accordable. En effet, celui-ci présente un excellent compromis entre bruit de phase intrinsèque, puissance optique et accordabilité.

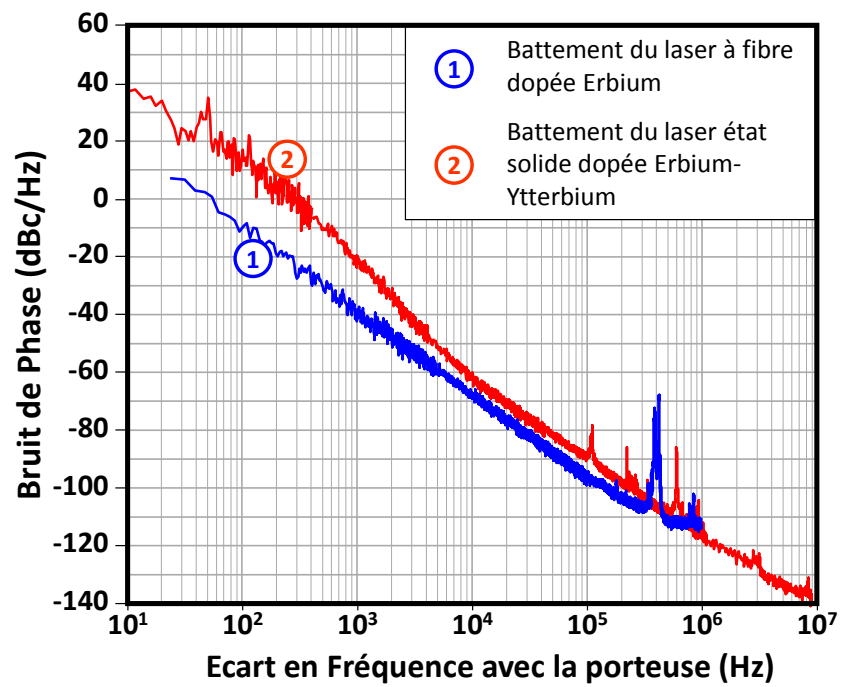


FIGURE 1.25 – Bruit de phase du battement délivré par (a) un laser à fibre dopée Erbium (source [100]) et (b) un laser état solide pompé par diode (source [103]).

Conclusion

Afin de conclure ce chapitre, nous représentons les performances des oscillateurs présentés précédemment sur les figures 1.26 et 1.27 (les courbes continues correspondent aux architectures électroniques et les courbes discontinues aux architectures optoélectroniques et optiques). Le premier graphe regroupe les systèmes à très haute pureté spectrale fonctionnant autour de 10 GHz (bande X) et le second, les systèmes largement accordables autour de 4 GHz (bandes S et C). Il apparaît donc que les systèmes optoélectroniques sont des solutions intéressantes pour la génération de signaux faible bruit et largement accordables, notamment pour les applications radar et de guerre électronique.

Parmi les dispositifs électroniques, les oscillateurs Saphir présentent les meilleures performances de stabilité pour les applications à haute pureté spectrale. De plus, la réalisation d'une boucle de stabilisation spécifique (basée sur un discriminateur de fréquence avec suppression de la porteuse) permet d'atteindre des niveaux de bruit extrêmement bas pour des écarts de fréquence à la porteuse compris entre 1 kHz et 100 kHz. La division de fréquence optique est également une technique très performante pour générer un signal très faible bruit. La densité spectrale de puissance de bruit de phase de ce dispositif est inférieure à celle de tous les autres dispositifs excepté l'oscillateur saphir stabilisé sur certaines plages de fréquence. Les principales limites de ces dispositifs sont la très faible compacité et la mise en œuvre délicate de plusieurs boucles d'asservissement.

Les oscillateurs optoélectroniques présentent également des performances très intéressantes pour la génération de signaux très faible bruit ou faible bruit et accordables. Les architectures à lignes de retard fibrées ont permis de démontrer le fort potentiel de ces dispositifs. Cependant, les fortes remontées de bruit aux fréquences harmoniques de la longueur de la cavité limitent la longueur de la fibre et donc la réduction du bruit autour de la porteuse.

Les COEO sont une alternative intéressante aux OEO classiques. Le couplage de la cavité optique et optoélectronique permet de réduire la longueur de la cavité en conservant une bonne pureté spectrale. La commercialisation d'un système par la société OEwaves a également montré la possibilité d'intégration de cette architecture.

Bien que la pureté spectrale des architectures à micro-résonateurs soit à ce jour inférieure à celle des architectures à retard fibré, ces dispositifs présentent un fort potentiel de compacité et devraient profiter du développement de nouveaux résonateurs à très haut facteur de qualité optique.

Finalement les lasers bi-fréquences présentent des densités spectrales de puissance de bruit de phase supérieure aux autres architectures présentées. Cependant, ces architectures permettent l'implémentation de boucles de stabilisation à très faible bruit résiduel pour la distribution de signaux très faible bruit.

Dans les chapitres suivants, nous présentons le développement de deux systèmes optoélectroniques. Le premier dispositif permet la génération d'un signal microonde faible bruit et accordable basé sur un laser bifréquence. La seconde architecture délivre un signal de fréquence fixe avec une pureté spectrale très élevée basé sur un COEO.

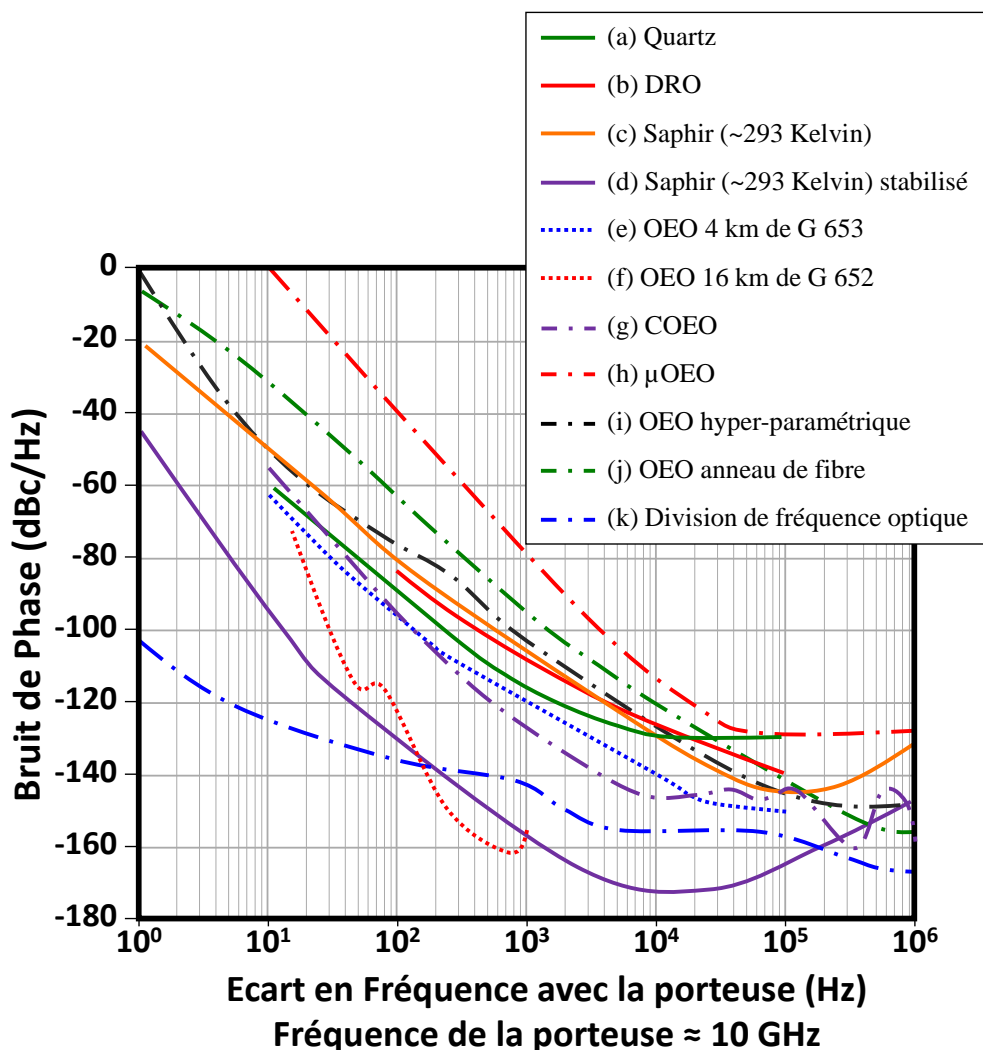


FIGURE 1.26 – (a) Synthèse des performances des oscillateurs faibles très faibles bruits fonctionnant autour de 10 GHz. (a) Oscillateur Quartz commercialisé par la société Wenzel (source : [33]); (b) Oscillateur à résonateur diélectrique céramique (source : [35]); (c) Oscillateur Saphir à température ambiante (source : [37]); (d) Oscillateur Saphir à température ambiante stabilisé (source : [37]); (e) OEO de 4 km (source [54]); (f) OEO de 16 km (source [52]); (g) COEO commercialisé par la société OEwaves (mesure réalisée à TRT); (h) OEO avec un micro-résonateur à mode de galerie (source : [81]); (i) OEO hyper-paramétrique (source : [80]); (j) OEO implémenté avec un anneau de fibre résonant (source : [56]); (k) signal généré par division de fréquence optique (source : [92]).

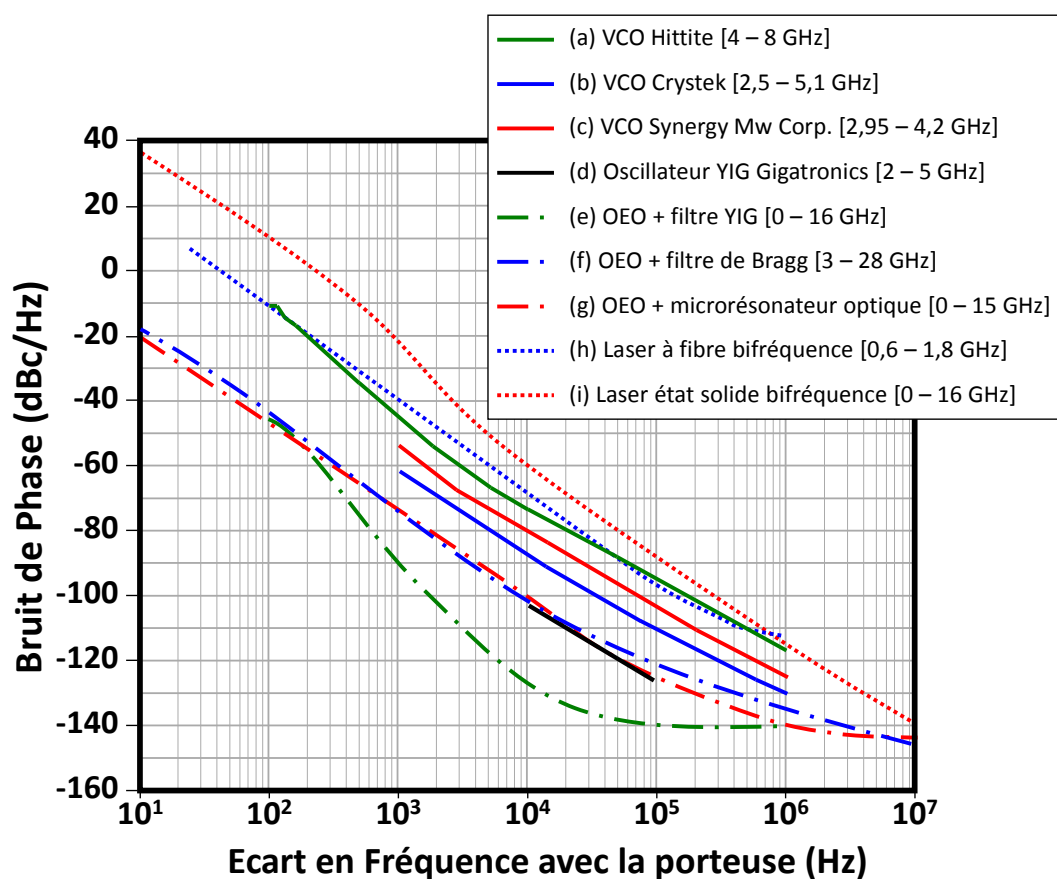


FIGURE 1.27 – Synthèse des performances des oscillateurs largement accordables entre 2 et 6 GHz. (a) VCO à résonateur électronique et accordable entre 4 et 8 GHz commercialisé par Hittite Microwave (source : [44]); (b) VCO à résonateur électronique et accordable entre 2,5 et 5,1 GHz commercialisé par Synergie Microwave Corporation (source : [45]); (c) VCO à résonateur électronique et accordable entre 2,95 et 4,2 GHz commercialisé par Crystek (source : [46]); (d) oscillateur à résonateur YIG et accordable entre 2 et 5 GHz commercialisé par Gigatronics (source : [31]); (e) oscillateur optoélectronique à résonateur YIG accordable entre 0 et 16 GHz (source : [87]); (f) oscillateur optoélectronique à filtre de Bragg accordable entre 3 et 28 GHz (source : [88]); (g) oscillateur optoélectronique à microrésonateur optique accordable entre 0 et 15 GHz (source : [89]); (h) laser à fibre bifréquence accordable entre 0,6 et 1,8 GHz (source : [100]); (i) laser état solide bifréquence accordable entre 0 et 16 Hz (source : [104]).

1.A Annexes : Terminologie du au spectre radiofréquence

Le spectre radiofréquence est divisé en différentes bandes de fréquences en fonction des applications. Celles-ci sont présentées dans le tableau suivant :

Fréquence	Désignation internationale	Désignation francophone
3 Hz - 30 Hz	ELF (Extremely Low Frequency)	EBF (Extrêmement Basse Fréquence)
30 Hz - 300 Hz	SLF (Super Low Frequency)	SBF (Super Basse Fréquence)
300 Hz - 3 kHz	ULF (Ultra Low Frequency)	EBF (Ultra Basse Fréquence)
3 kHz - 30 kHz	VLF (Very Low Frequency)	TBF (Très Basse Fréquence)
30 kHz - 300 kHz	LF (Low Frequency)	BF (Basse Fréquence)
300 kHz - 3 MHz	MF (Medium Frequency)	MF (Moyenne Fréquence)
3 MHz - 30 MHz	HF (High Frequency)	HF (Haute Fréquence)
30 MHz - 300 MHz	VHF (Very High Frequency)	THF (Très Haute Fréquence)
300 MHz - 3 GHz	UHF (Ultra High Frequency)	UHF (Ultra Haute Fréquence)
3 GHz - 30 GHz	SHF (Super High Frequency)	SHF (Super Haute Fréquence)
30 GHz - 300 GHz	EHF (Extremely High Frequency)	EHF (Extrêmement Haute Fréquence)
300 GHz - 30 THz	Terahertz	Térahertz

Le *domaine microonde* est généralement défini entre 300 MHz - 300 GHz (bandes UHF,SHF et EHF). Le terme *hyperfréquence* est utilisé pour la plage de fréquence 1 GHz - 100 GHz. Le spectre hyperfréquence est également divisé en bandes :

Fréquence	Désignation internationale
1 - 2 GHz	Bande L
2 - 4 GHz	Bande S
4 - 8 GHz	Bande C
8 - 12 GHz	Bande X
12 - 18 GHz	Bande K _u
18 - 26,5 GHz	Bande K
26,5 - 40 GHz	Bande K _a
33 - 50 GHz	Bande Q
40 - 60 GHz	Bande U
50 - 75 GHz	Bande V
50 - 90 GHz	Bande E
75 - 110 GHz	Bande W
110 - 170 GHz	Bande D

1.B Annexes : Définition de la transformée de Fourier et de la transformée de Laplace

Cette annexe a pour objectif de lever l'ambiguïté sur la forme de la transformée de Fourier utilisée dans ce manuscrit. Nous rappelons également la définition de la transformée de Laplace.

1.B.1 La transformée de Fourier

Transformée de Fourier

La transformée de Fourier d'une fonction $x(t)$ causale est la fonction $\tilde{x}(f)$ définie comme :

$$\tilde{x}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t).e^{-i2\pi ft} dt \quad (1.34)$$

Transformée de Fourier inverse

La transformée de Fourier inverse de la fonction $\tilde{x}(f)$ est définie comme :

$$x(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{x}(t).e^{i2\pi ft} dt \quad (1.35)$$

1.B.2 La transformée de Laplace

Transformée de Laplace

La transformée de Laplace d'une fonction $x(t)$ est la fonction $\tilde{x}(p)$ (également notée $\mathcal{L}\{x(t)\}$) définie comme :

$$\tilde{x}(p) = \int_0^{+\infty} x(t).e^{-pt} dt \quad \text{avec } p \in \mathbb{C} \quad (1.36)$$

Afin de conserver la notation habituelle d'une fonction de transfert, nous notons $H(i\omega)$ la transformée de Laplace de la réponse impulsionnelle d'un système $h(t)$.

Transformée de Laplace inverse

La transformée de Laplace inverse de la fonction $\tilde{x}(p)$ notée $\mathcal{L}^{-1}\{\tilde{x}(p)\}$ est définie comme :

$$x(t) = \frac{1}{2\pi i} \lim_{T \rightarrow \infty} \int_{\gamma-iT}^{\gamma+iT} \tilde{x}(p)e^{pt} dp \quad (1.37)$$

avec γ est choisi tel que l'intégrale soit convergente. Cela implique que γ soit supérieur à la partie réelle de toute singularité de $\tilde{x}(p)$, et qu'à l'infini, $|\tilde{x}(p)|$ tende vers 0 au moins aussi rapidement que $\frac{1}{|p|^2}$.

Chapitre 2

Oscillateur Optoélectronique Accordable : Principe, Modélisation et Caractérisation du Système

Sommaire

Introduction	51
2.1 Génération de signaux microondes accordables par laser bifréquence	52
2.1.1 Principe d'un laser état solide bifréquence	52
2.1.2 Génération d'un battement microonde	54
2.1.3 Laser bifréquence compact à 1,5 μm	55
2.1.4 Conclusion sur la génération de signaux microondes accordables par laser bifréquence	61
2.2 Boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique	62
2.2.1 Principe de la boucle	62
2.2.2 Modélisation de la pureté spectrale du système	66
2.2.3 Limites asymptotiques du modèle	67
2.2.4 Conclusion sur la stabilisation du signal avec une boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique	68
2.3 Réalisation d'un oscillateur optoélectronique largement accordable	70
2.3.1 Dimensionnement de la boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique	70
2.3.2 Résultats expérimentaux	73
2.3.3 Estimation de la pureté spectrale du battement de l'oscillateur	75
2.3.4 Analyse des résultats	76
2.3.5 Conclusion sur la réalisation d'un oscillateur optoélectronique largement accordable	79
Conclusion	80
2.A Annexes : Mesure des densités spectrales de puissance de bruit d'un signal microonde	81
2.A.1 Mesure d'un signal « fortement » bruité	81
2.A.2 Mesure d'un signal « faiblement » bruité : corrélations croisées	82
2.A.3 Bancs de mesure commerciaux	84

2.B	Annexes : Mesure du bruit de phase résiduel d'un composant microonde . . .	85
2.C	Annexes : Mesure des densités spectrales de puissance du bruit d'intensité relatif et du bruit de phase d'une onde optique	87
2.C.1	Mesure du bruit d'intensité relatif d'un mode Laser	87
2.C.2	Mesure du bruit de phase optique d'un mode Laser	87
2.D	Annexes : Etude du filtre de boucle	90
2.D.1	Calcul des fonctions de transfert	90
2.D.2	Calcul de la densité spectrale de puissance de bruit de tension du filtre de boucle	92
2.E	Annexes : Fiches techniques des composants utilisés pour le discriminateur de fréquence optoélectronique	95
2.E.1	Mélangeur doublement équilibré « ZX05-153+ » de Mini-Circuits	95
2.E.2	Amplificateurs microondes « ZX60-5916M+ » de Mini-Circuits	97
2.E.3	Laser « Altaïr »	99

Introduction

Ce chapitre présente le développement d'un oscillateur optoélectronique largement accordable basé sur un laser bifréquence.

La première partie présente le principe de base d'un laser bifréquence. Nous présentons la génération d'un signal microonde par le mélange hétérodyne des deux modes de polarisation du laser et démontrons l'intérêt de cette technique pour synthétiser un signal modulé en fréquence accordable. Finalement nous présentons le laser dit « bifréquence » qui est utilisé ensuite pour réaliser un oscillateur largement accordable.

La seconde partie de ce chapitre décrit une boucle d'asservissement optoélectronique permettant d'améliorer la pureté spectrale du signal délivré par un oscillateur accordable en tension (en anglais Voltage Controlled Oscillation ou VCO) comme le laser bifréquence. Cette architecture est basée sur l'utilisation d'une fibre optique comme long retard pour la génération du signal de référence. Elle permet de s'affranchir d'une référence de fréquence électrique externe et ne nécessite pas l'emploi d'un filtre microonde conservant ainsi l'accordabilité et la vitesse de balayage du VCO. L'application de la théorie des asservissements au dispositif conduit au développement d'un modèle mathématique qui permet de dimensionner et d'évaluer les performances du système.

L'implémentation expérimentale de la boucle de stabilisation sur le laser bifréquence est présentée dans une troisième partie. Les différents éléments du dispositif sont choisis grâce au modèle mathématique et la densité spectrale de puissance du bruit de phase du signal est mesurée. Finalement, nous estimons avec le modèle la limite de bruit théorique et la comparons avec le résultat expérimental.

2.1 Génération de signaux microondes accordables par laser bifréquence

Le battement de deux faisceaux lasers de fréquence ν_1 et ν_2 sur un photodétecteur « rapide » permet la génération d'un signal électrique à la fréquence $|\nu_1 - \nu_2|$. Ce mélange hétérodyne de deux ondes optiques est une alternative intéressante aux oscillateurs hyperfréquences accordables disponibles commercialement [105]. Cette technique permet d'atteindre de hautes fréquences avec de très larges plages d'accordabilité et de grandes vitesses de balayage [106].

Compte tenu des nombreux avantages des lasers à semiconducteurs (compacité, rendement, prix), le mélange hétérodyne de deux diodes lasers est une solution très étudiée. Cependant, la largeur de raie inhérente à ces lasers et l'absence de cohérence entre les deux faisceaux limitent fortement la pureté spectrale du signal microonde. D'importants efforts sont donc consacrés à l'amélioration du bruit de phase de ces architectures avec l'implémentation d'asservissements complexes nécessitant l'utilisation d'oscillateurs électriques externes [106–108]. L'utilisation de lasers fibrés [94] ou de lasers état solide [95] diminue les contraintes sur l'asservissement mais dégrade le rendement et augmente l'encombrement du dispositif.

Étudiés depuis le début des années 90 au Laboratoire de Physique des Lasers de l'université de Rennes [109], les lasers bifréquences sont des composants prometteurs pour la génération et la distribution de signaux microondes [93, 110]. Comme nous le verrons par la suite, ces lasers fournissent naturellement une onde optique modulée en intensité dans le domaine radiofréquence grâce à l'introduction d'un élément biréfringent dans sa cavité [111]. Un laser bifréquence peut être réalisé à partir d'une cavité état solide [101, 102], fibrée [100, 112] ou à semiconducteur [98, 99]. A ce jour, les lasers état solide bifréquence présentent le meilleur compromis entre pureté spectrale, stabilité et accordabilité du signal microonde. Dans la suite, nous présentons les caractéristiques d'un tel laser.

2.1.1 Principe d'un laser état solide bifréquence

Nous nous intéressons au principe de fonctionnement d'un laser état solide bifréquence dont la cavité type est schématisée figure 2.1 (a). Elle est composée :

- de deux miroirs alignés face-à-face formant une cavité Fabry-Perot ;
- d'un élément biréfringent, matériau dans lequel une onde lumineuse se propage de façon anisotrope (nous considérons ici le cas d'un matériau uniaxe dont l'axe \hat{z} est perpendiculaire à l'axe de propagation de l'onde dans la cavité) ;
- d'un milieu amplificateur excité par une source extérieure ;
- d'un étalon.

Le rôle des différents éléments est schématisé sur la figure 2.1 (b).

Nous considérons dans un premier temps l'ensemble cavité Fabry-Pérot et milieu biréfringent. L'indice de réfraction de ce dernier dépendant de l'axe de polarisation du champ électrique, il est possible de définir deux indices principaux que nous notons n_o (respectivement n_e) selon l'axe de polarisation \vec{u}_o (respectivement \vec{u}_e) et avec \vec{u}_o orthogonal à \vec{u}_e . Pour chaque axe de polarisation, la cavité présente alors une longueur optique notée $L_{\text{opt}}^{(o)}$ et $L_{\text{opt}}^{(e)}$.

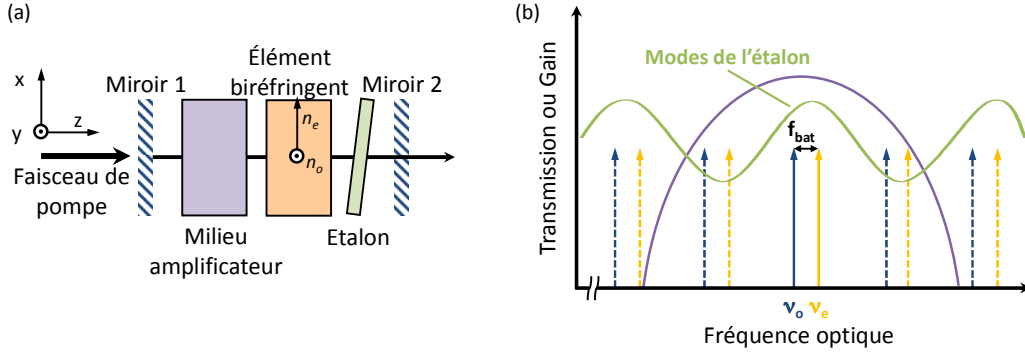


FIGURE 2.1 – (a) Schéma de principe d'une cavité laser état solide bifréquence. (b) Représentation schématique de la transmission de la cavité froide pour chaque axe de polarisation et de l'étalon ainsi que le gain du milieu amplificateur en fonction de la fréquence optique.

Chaque axe est associé à un peigne de fréquence de résonance noté $\nu_p^{(o)}$ et $\nu_q^{(e)}$ tels que :

$$\nu_p^{(o)} = \frac{pc}{2L_{\text{opt}}^{(o)}}, \quad p \in \mathbb{N} \quad (2.1)$$

$$\nu_q^{(e)} = \frac{qc}{2L_{\text{opt}}^{(e)}}, \quad q \in \mathbb{N} \quad (2.2)$$

avec c la célérité de la lumière. L'écart de fréquence entre deux modes de résonance successifs associé à chaque polarisation, appelé intervalle spectral libre (ISL), vaut respectivement $\delta\nu_{\text{isl}}^{(o)} = c/2L_{\text{opt}}^{(o)}$ et $\delta\nu_{\text{isl}}^{(e)} = c/2L_{\text{opt}}^{(e)}$.

Le milieu amplificateur excité par une source extérieure génère un gain optique dans la cavité. L'énergie transmise à l'onde optique permet ainsi de compenser les pertes de l'onde dans la cavité et ainsi l'oscillation laser.

Finalement l'étalon améliore la sélectivité en fréquence de la cavité. En effet, l'intervalle spectral libre d'une cavité état solide est généralement beaucoup plus petit que la largeur de la courbe de gain délivrée par le milieu amplificateur. L'étalon d'épaisseur optique e induit une modulation des pertes de la cavité par effet Fabry-Perot et dont l'ISL $\delta\nu_{\text{isl}}^{(\text{et})} = c/2e$ est beaucoup plus fort que celui de la cavité (i.e. $\delta\nu_{\text{isl}}^{(\text{et})} \gg \delta\nu_{\text{isl}}^{(o,e)}$).

Le réglage de la cavité autorise ainsi l'oscillation d'une onde optique monomode longitudinale selon chaque axe de polarisation. Il est alors possible d'exprimer le champs électrique en sortie du laser par la somme de deux ondes monochromatiques tel que :

$$\vec{E}(t) = E^{(e)}(t) \cdot \vec{u}_e + E^{(o)}(t) \cdot \vec{u}_o \quad \text{avec} \quad \begin{cases} E^{(e)}(t) = E_0^{(e)} e^{-i(2\pi\nu_e t)} + \text{cc} \\ E^{(o)}(t) = E_0^{(o)} e^{-i(2\pi\nu_o t)} + \text{cc} \end{cases} \quad (2.3)$$

avec $\nu_{o,e}$ la fréquence de l'onde associée aux axes de polarisation \vec{u}_e et \vec{u}_o . « cc » correspond à l'abréviation pour le complexe conjugué.

En supposant les nombres de mode p et q égaux, la différence de fréquence entre les deux modes optiques est liée à la biréfringence de la cavité par la relation :

$$\Delta\nu = \frac{2\delta L_{\text{opt}}}{\lambda} \frac{c}{2L_{\text{opt}}} \quad (2.4)$$

avec $\Delta\nu = \nu_e - \nu_o$ la différence de fréquence optique entre les deux modes, δL_{opt} la différence de longueur optique, L_{eo} la longueur de l'élément électrooptique, \bar{L}_{opt} la longueur optique moyenne de la cavité et $\bar{\lambda}$ la longueur d'onde moyenne d'émission.

La biréfringence de la cavité est choisie telle que la différence de fréquence entre les deux modes optiques orientés selon les axes de polarisation soit dans le domaine microonde. L'utilisation de matériaux biréfringents présentant un effet électro-optique (effet Pockels, effet Kerr) ou thermo-optique permet de contrôler l'anisotropie de la cavité. Elle autorise alors le réglage de la différence de fréquence entre les axes de polarisation. Le laser bifréquence peut ainsi être considéré comme un oscillateur contrôlé en tension (également appelé par l'acronyme anglais VCO¹) optique. Notons qu'avec cette architecture de laser, la différence de fréquence entre les deux axes de polarisation ne peut pas être supérieure à l'ISL de la cavité - i.e $\Delta\nu < c/2\bar{L}_{\text{opt}}$.

Dans la suite, ce signal optique est utilisé pour générer un signal microonde.

2.1.2 Génération d'un battement microonde

Des modes optiques au signal microonde

Les lasers bifréquences délivrent ainsi un faisceau dont les deux modes sont orientés selon deux axes de polarisation orthogonaux. Afin que les deux modes interfèrent sur le photodétecteur et génèrent un battement, il est nécessaire de projeter les modes optiques sur un même axe avec un polariseur. Le champ électrique après projection s'écrit alors :

$$E_{\text{pol}}(t) = E_0^{(e)} \cos(\theta) e^{-i(2\pi\nu_e t)} + E_0^{(o)} \sin(\theta) e^{-i(2\pi\nu_o t)} + cc \quad (2.5)$$

avec $\theta \in [0 \pi]$ l'orientation de l'axe du polariseur relatif à \vec{u}_e . La puissance optique en sortie de polariseur illuminant le photodétecteur vaut :

$$P_{\text{pol}} = |E_{\text{pol}}(t)|^2 \quad (2.6)$$

$$= |E_0^{(e)}|^2 \cos^2(\theta) + |E_0^{(o)}|^2 \sin^2(\theta) + 2E_0^{(e)} E_0^{(o)} \cos(\theta) \sin(\theta) \cos(2\pi\Delta\nu t) \quad (2.7)$$

Lorsque les amplitudes des deux champs électriques sont équilibrées, i.e $E_0^{(e)} = E_0^{(o)}$, l'expression 2.7 peut s'écrire :

$$P_{\text{pol}} = \frac{|E_0|^2}{2} (1 + \sin(2\theta) \cos(2\pi\Delta\nu t)) \quad (2.8)$$

$$\text{avec } E_0^{(e)} = E_0^{(o)} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \quad (2.9)$$

Finalement, la photodiode délivre un signal proportionnel à la puissance optique injectée. Nous l'écrivons :

$$S_{\text{ph}} = \eta_{\text{ph}} \frac{|E_0|^2}{2} (1 + \sin(2\theta) \cos(2\pi\Delta\nu t)) \quad (2.10)$$

avec η_{ph} le rendement de conversion de la photodiode.

Ce signal comprend une composante continue et une composante modulée dans le domaine microonde. Afin d'optimiser la puissance du battement, il est préférable d'orienter le polariseur

1. VCO : Voltage Controlled Oscillator.

tel que $\theta = \pi/4$ [$\pi/2$]. Nous obtenons alors :

$$S_{\text{ph}} = \eta_{\text{ph}} \frac{|E_0|^2}{2} (1 + \cos(2\pi\Delta\nu t)) \quad (2.11)$$

Nous nous intéressons maintenant aux fluctuations des signaux optiques et leurs transferts dans le domaine microonde.

Bruits optiques et microondes

Comme tout oscillateur réel, le signal optique émis par une cavité laser présente des fluctuations d'amplitude et de phase. Leurs origines peuvent se répartir en deux catégories :

- le bruit quantique principalement dû à l'émission spontanée dans le milieu amplificateur,
- le bruit issu de fluctuations de température, de vibrations ou injecté par le dispositif de pompe du milieu actif.

Pour prendre en compte ces bruits, nous écrivons les champs électriques en sortie de cavité tels que :

$$E^{(e,o)}(t) = E_0^{(e,o)} (1 + \epsilon_{e,o}(t)) e^{-i(2\pi\nu_{e,o}t + \phi_{e,o}(t))} + \text{cc} \quad (2.12)$$

où $\epsilon_{e,o}$ les fluctuations d'amplitude et $\phi_{e,o}$ les fluctuations de phase des modes optiques. Au premier ordre, lorsque $E_0^{(e)} = E_0^{(o)}$ et $\epsilon_{e,o} \ll 1$, l'expression 2.11 devient :

$$S_{\text{ph}} = \eta_{\text{ph}} \frac{|E_0|^2}{2} (1 + \alpha(t)) (1 + \cos(2\pi\Delta\nu t + \varphi(t))) \quad (2.13)$$

$$\text{avec : } \alpha(t) = \epsilon_e(t) + \epsilon_o(t) \quad (2.14)$$

$$\varphi(t) = \phi_e(t) - \phi_o(t) \quad (2.15)$$

Il apparaît alors que les fluctuations d'amplitude du battement $\alpha(t)$ sont égales à la somme des fluctuations d'amplitude des deux modes lasers. Par contre, les fluctuations de la phase microonde $\varphi(t)$ sont égales à la différence des fluctuations de phase optique. Cette dernière relation montre que l'augmentation de la corrélation entre les fluctuations de phase des deux modes optiques permet d'améliorer la pureté spectrale du battement microonde. Nous noterons également que dans le cas où $E_0^{(e)} = E_0^{(o)}$, la mesure du bruit d'amplitude microonde peut être réalisée sur la composante continue ou sur la composante modulée du signal.

Suite à de nombreuses collaborations avec le Laboratoire de Physique des Lasers de Rennes, le laboratoire Ondes et Traitement du Signal de Thales Research and Technology (TRT) s'est spécialisé dans le développement de lasers bifréquences pour les applications radars et lidar-radars [113–116]. Dans le cadre d'un projet précédent, TRT a ainsi développé en partenariat avec Thales Optronique un prototype de laser bifréquence largement accordable [103] (annexe 2.E.3). Ce laser utilisé pour la suite de ces travaux de thèse est maintenant présenté.

2.1.3 Laser bifréquence compact à 1,5 μm

Description de la cavité laser

Le laser bifréquence utilisé pour ces travaux est représenté Figures 2.2 (a) et 2.3. Le milieu amplificateur est un disque de verre phosphate de 1 mm de long co-dopé erbium-ytterbium. Il est pompé par deux diodes lasers monomodes opérant à 975 nm et pouvant délivrer jusqu'à 1,3 W. La cavité est fermée par un traitement diélectrique hautement réfléchissant autour de 1,5 μm

appliqué directement à une face du milieu amplificateur d'une part, et par un coupleur concave de -50 mm de rayon de courbure et de 98% de transmission d'autre part. La biréfringence de la cavité est obtenue grâce à une céramique de PLZT¹ de $500\ \mu\text{m}$ de longueur réelle (≈ 1 mm de longueur optique). Un étalon en silice de $150\ \mu\text{m}$ d'épaisseur assure le fonctionnement monomode longitudinal du laser sur chacun des axes de polarisation de la cavité.

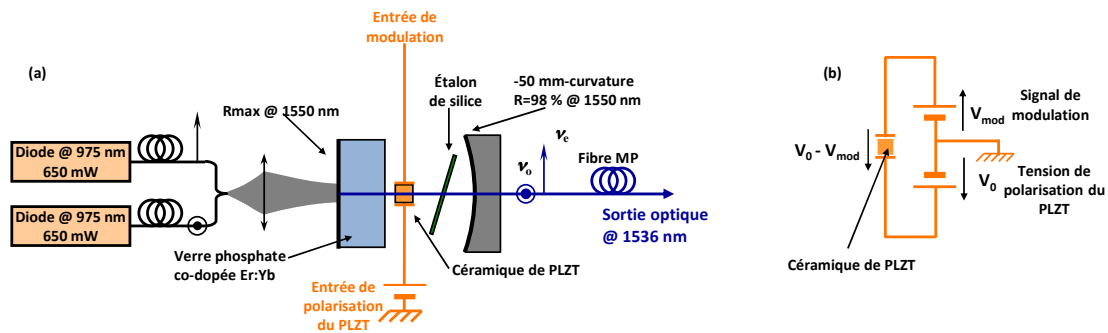


FIGURE 2.2 – (a) Schéma du laser bifréquence compact. (b) Schéma de principe de la connectivité des deux électrodes de polarisation de la céramique de PLZT.

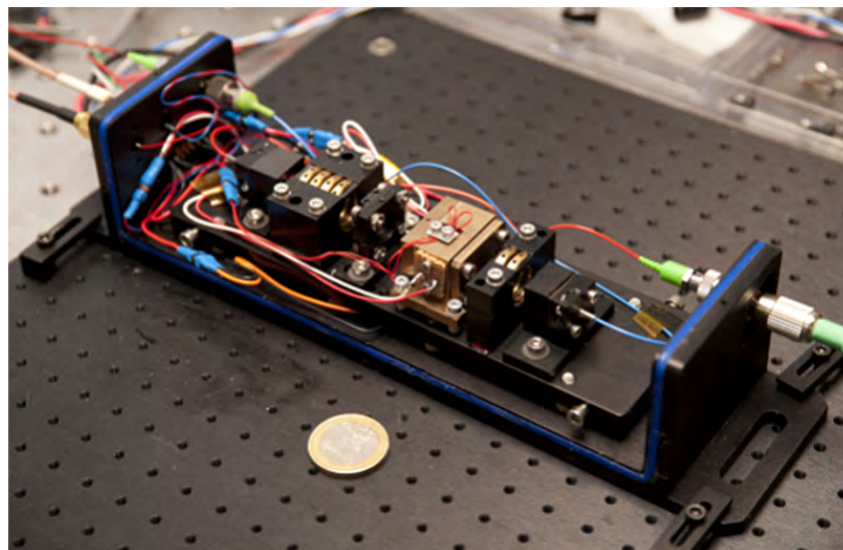


FIGURE 2.3 – Photographie du laser bifréquence « Altaïr » réalisé en collaboration avec Thales Opttronique SA.

Afin d'assurer la meilleure stabilité mécanique possible, la céramique de PLZT et l'étalon sont montés sur des supports en verre et pressés entre le milieu actif et le coupleur de sortie (Figure 2.4). La cavité ainsi réduite à $5\ \text{mm}$ de long est insérée dans une monture en cuivre régulée en température. Afin d'optimiser la dissipation thermique du verre phosphate, sa face extérieure est pressée contre une fenêtre de saphir. Un isolateur optique indépendant de la polarisation est placé en sortie de cavité pour l'immuniser contre d'éventuelles réflexions parasites. Finalement un système optique permet le couplage des deux modes dans une fibre optique à maintien de polarisation. Le laser délivre alors un faisceau gaussien autour de $1,53\ \mu\text{m}$ de $40\ \text{mW}$ de puissance optique et dont $25\ \text{mW}$ sont couplés dans la fibre optique.

1. PLZT : Titano-Zirconate de Plomb dopé Lanthane.

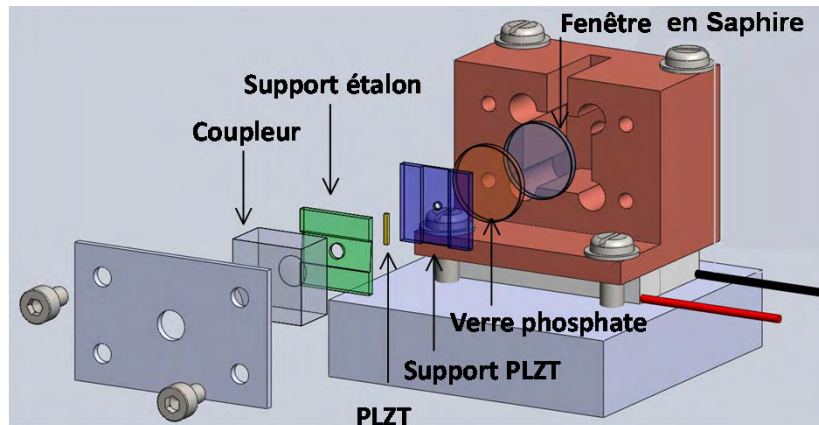


FIGURE 2.4 – Schéma mécanique de la cavité du laser « Altaïr ».

Caractérisation de la biréfringence de la cavité

Le PLZT a été choisi car cet élément présente un fort effet Kerr électro-optique¹ [118]. Deux électrodes ont été préalablement déposées sur deux faces opposées de la céramique afin de contrôler la biréfringence de la cavité. La distance entre les deux électrodes vaut 0,5 mm. Notons que la connectivité des deux électrodes sur deux connecteurs reliés entre eux par leur masse (Figure 2.2 (b)) permet d'appliquer une tension de polarisation V_0 et un signal de modulation V_{mod} sur le laser. La tension de polarisation de la céramique de PLZT est alors égale à la différence $V_0 - V_{\text{mod}}$.

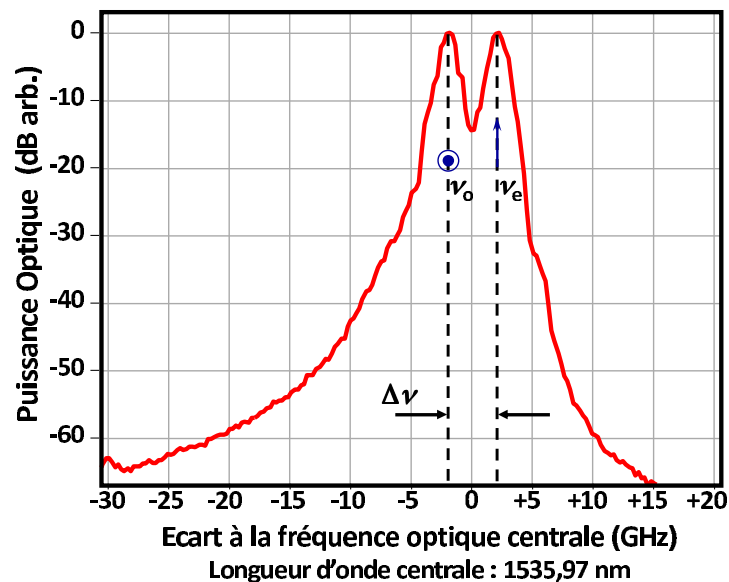


FIGURE 2.5 – Spectre optique typique en sortie du laser bifréquence pour une différence de fréquence optique $f_{\text{bat}} = |\nu_e - \nu_o| = 5$ GHz correspondant à une tension $V = 420$ V. (La largeur des raies optiques est limitée par la résolution de l'analyseur de spectre (RBW=1,2 GHz)).

1. L'effet Kerr électro-optique est une modification de l'indice de réfraction d'un matériau sous l'effet d'un champ électrique statique externe E_{ext} [117]. La biréfringence du matériau varie alors selon le carré du champ ($|n_e - n_o| \propto E_{\text{ext}}^2$).

En l'absence de tension de polarisation, la céramique de PLZT est quasi-isotrope. En revanche, l'application d'une tension V sur les électrodes du PLZT induit la biréfringence de la céramique et permet de définir deux axes orthogonaux : l'axe *ordinaire* associé à un indice de réfraction n_o indépendant de la tension et l'axe *extraordinaire* associé à un indice de réfraction n_e proportionnel à V^2 . Le laser émet alors deux modes gaussiens de fréquence ν_e et ν_o , de polarisations linéaires et orthogonales (Figure 2.5). La différence de fréquence $|\nu_e - \nu_o|$ dépend de la biréfringence de la cavité imposée par la tension appliquée à la céramique.

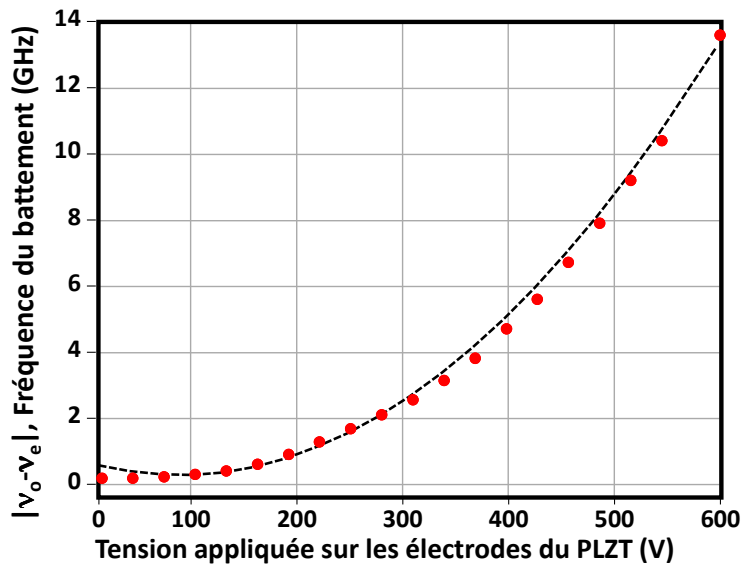


FIGURE 2.6 – Différence de fréquence entre les deux modes optiques en fonction de la tension appliquée sur la céramique de PLZT. Les résultats expérimentaux sont comparés avec une parabole de 50 kHz/V^2 .

L'effet Kerr électro-optique étant un phénomène non-linéaire d'ordre 2, la fréquence du battement varie selon le carré de la tension appliquée sur le PLZT. Une accordabilité de 0 à 13,6 GHz est mesurée lorsque la tension varie de 0 à 600 V soit une efficacité proche de 50 kHz/V^2 (Figure 2.6). La différence entre la courbe expérimentale et une parabole parfaite est due à une biréfringence résiduelle de la cavité et en particulier, de la céramique de PLZT. Notons qu'une saturation progressive de la biréfringence de l'élément électro-optique apparaît pour des tensions de polarisation supérieure à 600 V. Notons également que la composition du PLZT a été choisie pour minimiser l'hystérésis de la céramique. [119]. Une variation rapide de la tension de polarisation de la céramique a montré une vitesse de balayage de $11 \text{ GHz}/\mu\text{s}$ [103]. Cette caractéristique est importante pour les applications radar et de guerre électronique pour lesquelles ce laser a été conçu.

Caractérisation du battement microonde

Le battement est détecté après le polariseur par une photodiode rapide. Celle-ci génère un courant électrique proportionnel au signal P_{pol} (équation 2.10). Un exemple de spectre électrique est donné Figure 2.7. Le battement présente une largeur de raie instantanée de quelques kilohertz et une gigue de l'ordre du mégahertz. Les pics à 500 kHz de part et d'autre de la porteuse sont

attribués aux oscillations de relaxation du laser. Ces pics, intrinsèques aux lasers de classe B¹, résultent d'une variation caractéristique des paramètres d'oscillation de la cavité suite à une perturbation. Le spectre électrique ne permet pas une étude plus poussée de la pureté spectrale du battement. Dès lors, nous utilisons les outils de caractérisation définis dans la section 1.2.1 pour étudier le signal microonde.

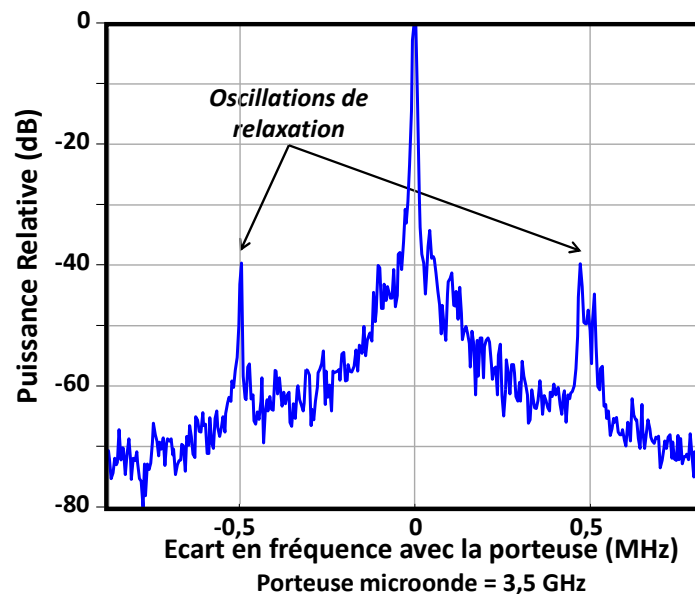


FIGURE 2.7 – Spectre électrique du battement entre les deux modes optiques du laser bifréquence (RBW = 10 kHz, fréquence du battement $f_{\text{bat}} = 3,5$ GHz).

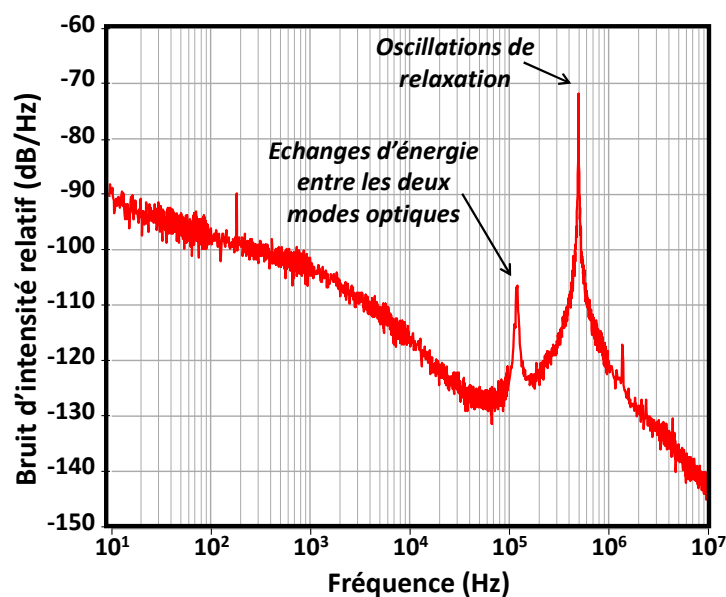


FIGURE 2.8 – Densité spectrale de puissance de bruit d'intensité relatif (RIN) du battement entre les deux modes optiques du laser bifréquence.

1. Un laser de classe B est un laser dont le temps de vie des atomes sur le niveau excité est plus long que le temps de vie des photons dans la cavité laser [120, 121].

Les interférences entre les deux modes optiques sur la photodiode induisent un courant électrique proportionnel à P_{pol} . Lorsque les amplitudes E_e et E_o sont égales, il est possible de relier le bruit d'amplitude du battement microonde au RIN (bruit d'intensité relatif) du signal optique après projection (équation 2.13). Nous caractérisons donc le spectre de RIN avec le banc de mesure présenté en annexes 2.C.1.

Nous observons une décroissance du RIN avec la fréquence (Figure 2.8). En dessous de 30 kHz, le bruit d'amplitude est principalement dû aux fluctuations de la pompe du milieu amplificateur. Au delà de 30 kHz, les fluctuations de la pompe sont filtrées par le temps de transfert de l'énergie des ions Ytterbium vers les ions Erbium [122]. Nous attribuons alors le RIN aux fluctuations intracavité (mécaniques, thermiques, électriques,...). Nous observons deux pics vers 100 kHz et 500 kHz. Ces pics sont caractéristiques des lasers bifréquences de classe B [123]. Le premier pic résulte d'échanges d'énergie entre les deux modes. Il apparaît en cas de déséquilibre de puissance entre les deux fréquences optiques et traduit le couplage des deux modes qui partagent le même milieu actif. Le second pic correspond aux oscillations de relaxation déjà observées sur le spectre électrique. Notons que la fréquence de ce second pic augmente et son amplitude diminue avec la surtension de la cavité et l'augmentation du taux de pompage [121].

Intéressons-nous maintenant au bruit de phase du battement dont la densité spectrale de puissance (DSP) est donnée figure 2.9. La DSP du bruit de phase optique de chaque mode laser est également étudiée. Compte tenu du niveau important du bruit de phase, les bancs de mesures standards (PN9000,...) présentés dans l'annexe 2.A.3 sont inopérants. Les mesures des DSP de bruit de phase ont donc été réalisées avec des bancs spécifiques présentés dans les annexes 2.A et 2.C.2.

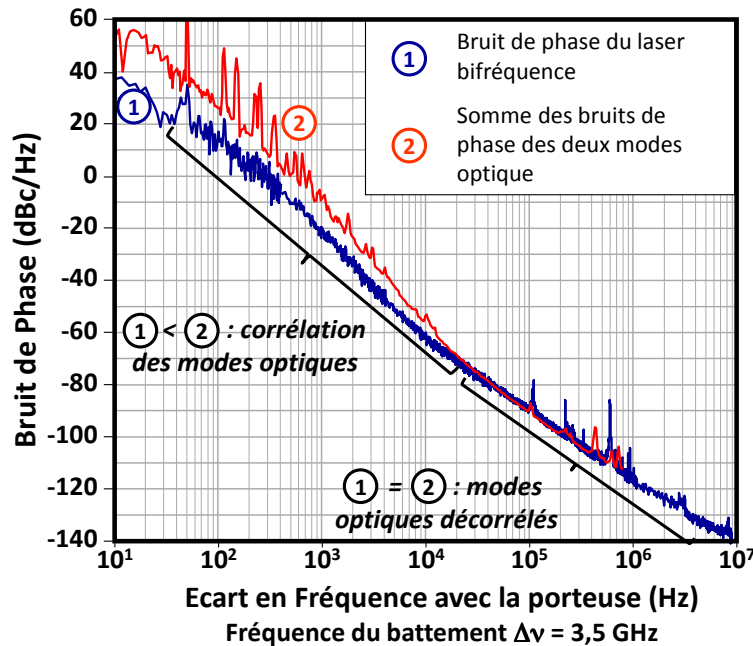


FIGURE 2.9 – Densité spectrale de puissance de bruit de phase du battement microonde et de la somme des deux modes optiques du laser bifréquence (fréquence du battement $f_{bat} = 3,5$ GHz).

Une densité spectrale de puissance de bruit d'environ -60 dBc/Hz à 10 kHz (respectivement

40 dBc/Hz à 10 Hz) de la porteuse est mesurée. Nous observons également une décroissance du bruit de phase du battement avec l'écart en fréquence comprise entre -30 et -40 dB par décade en dessous de 10 kHz et entre -20 et -30 dB par décade au dessus de 10 kHz. Rappelons qu'une évolution de -20 dB par décade de la pente de la DSP de bruit de phase du faisceau optique correspond à une marche aléatoire de la phase du champ électrique associé à l'onde laser [124]. De même, une évolution de la pente de -40 dB par décade signifie que la fréquence du battement effectue une marche aléatoire.

Pour un écart de fréquence à la porteuse supérieur à 30 kHz, le bruit de phase du battement coïncide parfaitement avec la DSP de la somme des bruits de phase des deux modes optiques. Cette correspondance indique qu'au delà de 30 kHz, les fluctuations des deux modes optiques ne sont pas corrélées. A l'inverse, en dessous de cette valeur, le bruit de battement est inférieur au bruit des deux modes optiques dont la pente est comprise entre -40 et -50 dB par décade. Cette différence traduit la corrélation des fluctuations de phase entre les deux modes et confirme l'intérêt des lasers bifréquences pour la génération hétérodyne [125]. Notons que le bruit de phase du battement prédomine sur le bruit d'amplitude à l'exception du pic de relaxation. Nous considérerons dans la suite de ces travaux le bruit de phase comme seule contribution de la largeur spectrale du battement.

2.1.4 Conclusion sur la génération de signaux microondes accordables par laser bifréquence

Nous avons présenté l'intérêt du mélange hétérodyne des modes d'un laser bifréquence pour la génération de signaux microondes largement accordables. Le signal généré directement sur porteuse optique présente une accordabilité de 0 à 13 GHz par l'application d'une tension comprise entre 0 et 600 V, avec une profondeur de modulation optimale. Dès lors, le laser bifréquence se comporte comme un oscillateur hyperfréquence contrôlé en tension sur porteuse optique dont la plage et la vitesse d'accordabilité est supérieure à ses équivalents électroniques.

La mesure du bruit de phase du battement a mis en évidence une densité spectrale de puissance de bruit d'environ -60 dBc/Hz à 10 kHz (respectivement 40 dBc/Hz à 10 Hz) de la porteuse. Bien que la qualité du battement soit meilleure que celle obtenue par le battement de deux lasers à semiconducteurs, il est possible de l'améliorer pour les applications les plus exigeantes en terme de pureté spectrale.

Compte tenu de son architecture, le laser permet l'implémentation de boucles permettant d'améliorer la stabilité du battement. Ceci a été démontré en utilisant une référence externe [103]. Le dispositif présentait un faible bruit additif et les résultats étaient compatibles avec les exigences des applications radar.

Afin de s'affranchir de la référence externe, nous proposons dans la prochaine partie l'implémentation d'une boucle de stabilisation optoélectronique conservant l'accordabilité et la vitesse de balayage du laser.

2.2 Boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique

La stabilisation d'un oscillateur contrôlé en tension avec une boucle optoélectronique a été proposée dès 1991 par une équipe du Jet Propulsion Laboratory [13]. Basée sur l'utilisation d'un discriminateur de fréquence, cette architecture stabilise le signal du VCO sur une référence issue du signal du VCO lui-même retardé par un long retard en fibre optique. Cette architecture permet de s'affranchir d'une référence externe et ne requiert pas de filtre radiofréquence préservant ainsi l'accordabilité du VCO. La nécessité d'une conversion électrique optique et l'accordabilité limitée des VCO électriques freinent cependant le développement de cette architecture.

L'utilisation d'une source optique bifréquence permet de lever ces limitations [126]. Utilisable comme source microonde directement modulée sur une porteuse optique, elle présente également de larges plages d'accordabilité. Implémentée sur une version antérieure du laser bifréquence pour des applications lidar, cette architecture permet d'améliorer significativement la pureté spectrale du battement microonde [115,127]. Notre objectif est de stabiliser le battement microonde délivré par le laser Altaïr avec cette boucle optoélectronique et d'améliorer ses performances afin d'atteindre une pureté spectrale compatible avec les applications radar et de guerre électronique.

Cette partie développe le principe de la boucle de stabilisation du signal délivré par un VCO optique. Nous présentons l'étude théorique du système réalisée par G. Pillet pendant sa thèse ayant conduit au développement du modèle mathématique du système [127]. Celui-ci permet dans une première approche, d'estimer la densité spectrale de puissance de bruit de phase du signal stabilisé en fonction des éléments de la boucle.

2.2.1 Principe de la boucle

Afin de présenter le principe de la boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique, nous considérons un VCO optique contrôlé par une tension de polarisation $V_0 - V_{\text{mod}}(t)$ dont le signal microonde modulé sur porteuse optique s'écrit :

$$S_{\text{VCO}} = \frac{|E_0|^2}{2} (1 + \cos(\phi_{\text{det}}(t) + \varphi(t))) \quad (2.16)$$

$$\text{avec } \frac{d\phi_{\text{det}}(t)}{dt} = 2\pi K (V_0 - V_{\text{mod}}(t))^2 \quad (2.17)$$

avec $\varphi(t)$ la fluctuation de phase du VCO et K le facteur de conversion électrique optique (Hz/V^2). En supposant $V_0 \gg V_{\text{mod}}(t)$, il est possible d'exprimer $\phi_{\text{det}}(t)$ comme :

$$\frac{d\phi_{\text{det}}(t)}{dt} \approx 2\pi K V_0^2 \left(1 - 2 \frac{V_{\text{mod}}(t)}{V_0}\right) \quad (2.18)$$

En réinjectant cette expression dans l'expression 2.16, nous pouvons exprimer le signal délivré par le VCO comme :

$$S_{\text{VCO}} = \frac{|E_0|^2}{2} (1 + \cos(2\pi f_0 t + \phi_{\text{mod}}(t) + \varphi(t))) \quad (2.19)$$

$$\text{avec } f_0 = K V_0^2 \quad (2.20)$$

$$\phi_{\text{mod}}(t) = -4\pi K V_0 \int_0^t V_{\text{mod}}(t') dt' + \phi_{\text{det}}(0) \quad (2.21)$$

Discriminateur de fréquence optoélectronique

Nous présentons d'abord l'élément de base de la boucle à verrouillage de fréquence : le discriminateur de fréquence optoélectronique. Celui-ci, schématisé sur la figure 2.10, convertit le signal microonde modulé sur la porteuse optique en un signal électrique représentatif des fluctuations de la phase du signal microonde. Pour cela, le signal optique injecté dans le dispositif est séparé en deux puis détecté par deux photodiodes rapides. La première est placée directement après la séparation du signal alors que la seconde est placée après une fibre optique de longueur L équivalente à un retard τ . Les battements délivrés par les photodiodes sont amplifiés et leurs phases comparées avec un mélangeur électronique. Le discriminateur de fréquence est ainsi un interféromètre de Mach-Zehnder fortement déséquilibré dans le domaine de la modulation optique.

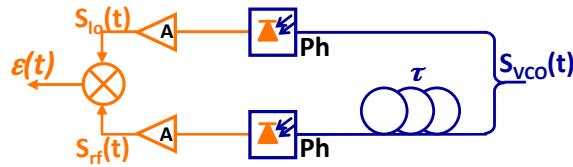


FIGURE 2.10 – Schéma du discriminateur de fréquence optoélectronique. Le signal S_{VCO} est comparé avec son image retardé par un retard τ afin de générer un signal d'erreur $\epsilon(t)$.

Ph : photodiode et A : amplificateur microonde.

Nous définissons maintenant l'expression mathématique du signal délivré par le discriminateur de fréquence optoélectronique. Pour cela, nous différencions les deux bras de l'interféromètre par les indices « lo » et « rf » relatifs aux noms de leurs entrées respectives sur le mélangeur microonde (« local oscillator signal » et « radiofrequency signal »). Nous exprimons les signaux microondes après détection par les photodiodes et amplification tels que :

$$s_{lo}(t) = A_{lo} \cos(2\pi f_0 t + \phi_{mod}(t) + \varphi(t)) \quad (2.22)$$

$$s_{rf}(t) = A_{rf} \cos(2\pi f_0 (t - \tau) + \phi_{mod}(t - \tau) + \varphi(t - \tau)) \quad (2.23)$$

avec A_{lo} (respectivement A_{rf}) l'amplitude du signal s_{lo} (respectivement s_{rf}) et τ le retard induit par la fibre optique. A_{lo} et A_{rf} dépendent de la puissance du signal optique en entrée de photodiode, du rendement de conversion de la photodiode et du gain des amplificateurs radiofréquences. Ces deux signaux sont ensuite injectés dans le mélangeur radiofréquence. Ce dernier génère un signal $\epsilon(t)$ de la forme :

$$\epsilon(t) = \eta_{mix} A_{rf} \cos(2\pi f_0 \tau + \Delta\phi_{mod} + \Delta\varphi) \quad (2.24)$$

$$\text{avec } \Delta\phi_{mod} = \phi_{mod}(t) - \phi_{mod}(t - \tau) \quad (2.25)$$

$$\Delta\varphi = \varphi(t) - \varphi(t - \tau) \quad (2.26)$$

où η_{mix} est le rendement du mélangeur (dépendant de A_{lo}).

Cette expression montre que le signal électrique délivré par le discriminateur de fréquence dépend des tensions appliquées au VCO (V_0 et $V_{mod}(t)$), des fluctuations de phase de ce dernier et du retard τ . De plus, il apparaît que les variations de phase du VCO peuvent être compensées par les variations de phase imposée par la tension de modulation V_{mod} . Dans la suite, nous présentons l'architecture complète de la boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique.

Boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique

Le schéma de la boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique implémentée pour stabiliser la pureté spectrale du signal microonde est présenté figure 2.11. Le signal délivré par le VCO optique est injecté dans le discriminateur de fréquence optoélectronique. Le signal en sortie du mélangeur est ensuite mis en forme par un filtre de boucle puis réinjecté sur le VCO. Le filtre, dont la réponse impulsionnelle est notée $f_2(t)$, est choisi pour assurer la stabilité et les performances de l'asservissement. La tension $V_{mod}(t)$ appliquée sur le VCO est ainsi liée à $\epsilon(t)$ par l'équation :

$$V_{mod}(t) = f_2(t) * \epsilon(t) \quad (2.27)$$

$$\tilde{V}_{mod}(p) = F_2(p)\tilde{\epsilon}(p) \quad (2.28)$$

avec $\tilde{V}_{mod}(p)$, $\tilde{\epsilon}(p)$ et $F_2(p)$ respectivement les transformées de Laplace des fonctions $V_{mod}(t)$, $\epsilon(t)$ et $f_2(t)$.

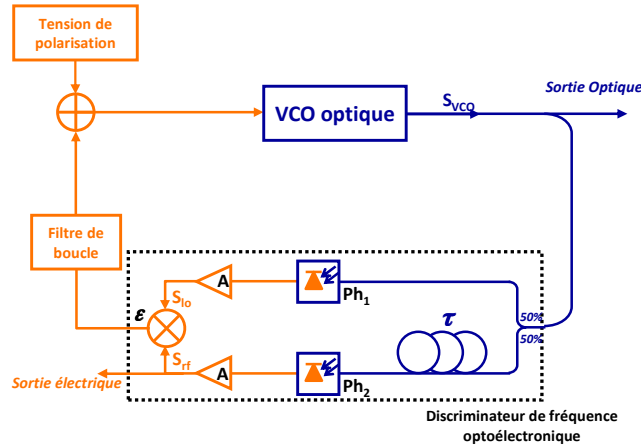


FIGURE 2.11 – Schéma de l'oscillateur opto-électronique largement accordable. Ph : photodiode, A : amplificateur microonde.

Le comportement du système bouclé est donc régi par les équations 2.21, 2.24 et 2.27. L'expression 2.24 est non-linéaire. Pour l'étude de l'asservissement, nous linéarisons le système d'équations autour des positions d'équilibre de la boucle. Celles-ci correspondent aux points de fonctionnement du système en régime stationnaire et en l'absence de fluctuations. Elles vérifient alors le système d'équation suivant :

$$\begin{cases} f_{bat}^{(eq)} = K (V_0 - V_{mod}^{(eq)})^2 \approx f_0 - 2KV_0 V_{mod}^{(eq)} \\ \epsilon^{(eq)} = \eta_{mix} A_{rf} \cos(2\pi f_{bat}^{(eq)} \tau) \\ \epsilon^{(eq)} = \frac{V_{mod}^{(eq)}}{F_2(0)} \end{cases} \quad (2.29)$$

avec $f_{bat}^{(eq)}$ la fréquence du battement, $V_{mod}^{(eq)}$ le signal de modulation injecté sur le VCO à l'équilibre et $\epsilon^{(eq)}$ le signal délivré par le discriminateur de fréquence optoélectronique lorsque le dispositif fonctionne en régime stationnaire.

Les solutions de ce système d'équation, représentées figure 2.12, dépendent du filtre de boucle et du retard τ . Lorsque le premier étage du filtre de boucle est un intégrateur - i.e $F_2(0) = \pm\infty$,

ces états correspondent à un signal d'erreur nul en sortie de discriminateur (i.e. $\epsilon(t) = 0$) [127]. Cette condition n'est respectée que par un ensemble discret de fréquences respectant :

$$f_{\text{bat}}^{(\text{eq})} = \left(k \pm \frac{1}{4}\right) \times \frac{1}{\tau}, \quad k \in \mathbb{N} \quad (2.30)$$

Le signe de \pm dépend des conditions de stabilité de la boucle qui n'autorisent son verrouillage que pour un seul signe de $d\epsilon/df_{\text{bat}}$. Nous constatons alors que l'asservissement restreint l'accordabilité du battement à un ensemble discret de fréquence, deux points de fonctionnement adjacents étant séparés de $1/\tau$.

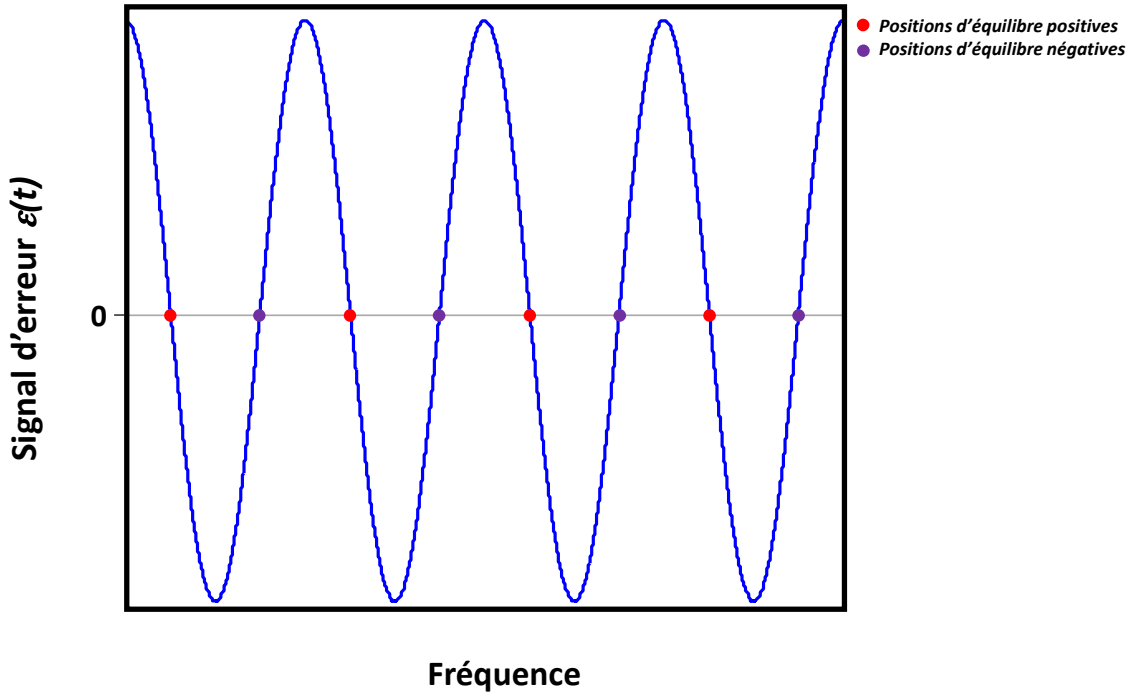


FIGURE 2.12 – Solution du système d'équation 2.29 correspondant aux points d'équilibre de la boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique.

L'équation 2.24 s'écrit autour d'une position d'équilibre comme :

$$\epsilon(t) = \mp \eta_{\text{mix}} A_{\text{rf}} \sin(\Delta\phi_{\text{mod}} + \Delta\varphi) \quad (2.31)$$

En considérant que l'asservissement borne les variations de $\Delta\phi_{\text{mod}} + \Delta\varphi$ au voisinage de zéro, il est possible de développer l'expression 2.31 telle que :

$$\epsilon(t) \approx \mp \eta_{\text{mix}} A_{\text{rf}} (\Delta\phi_{\text{mod}} + \Delta\varphi) \quad (2.32)$$

$$\approx \mp \eta_{\text{mix}} A_{\text{rf}} [\phi_{\text{mod}}(t) - \phi_{\text{mod}}(t - \tau) + \varphi(t) - \varphi(t - \tau)] \quad (2.33)$$

Il apparaît que le signal $\epsilon(t)$ dépend directement de la variation de la consigne de tension de la cavité ($\phi_{\text{mod}}(t) - \phi_{\text{mod}}(t - \tau)$) et de la phase du battement microonde ($\varphi(t) - \varphi(t - \tau)$) durant l'intervalle de temps τ .

Pour terminer le modèle, nous introduisons une composante de bruit $b(t)$ correspondant aux erreurs de mesure (rapportées à la sortie du discriminateur de fréquence) introduites dans la boucle par les différents éléments de l'asservissement (photodétecteur, amplificateur, ...).

$$\epsilon(t) = \mp \eta_{\text{mix}} A_{\text{rf}} [\phi_{\text{mod}}(t) - \phi_{\text{mod}}(t - \tau) + \varphi(t) - \varphi(t - \tau) + b(t)] \quad (2.34)$$

La linéarisation de ces équations facilite, par l'utilisation du formalisme de Laplace, l'étude de l'asservissement et la modélisation du bruit de phase du signal en sortie du dispositif.

2.2.2 Modélisation de la pureté spectrale du système

Le recours au formalisme de Laplace est une méthode courante pour la modélisation des systèmes asservis [128]. Nous l'utilisons ici pour étudier la boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique implémentée sur le laser bifréquence. Le passage des équations 2.21, 2.27 et 2.34 dans le domaine de Laplace donne :

$$\tilde{\phi}_{\text{mod}}(p) = \frac{4\pi K V_0}{p} \tilde{V}_{\text{mod}}(p) \quad (2.35)$$

$$\tilde{V}_{\text{mod}}(p) = F_2(p) \tilde{\epsilon}(p) \quad (2.36)$$

$$\tilde{\epsilon}(p) = \mp \eta_{\text{mix}} A_{\text{rf}} \left[(1 - e^{-p\tau}) (\tilde{\phi}_{\text{mod}}(p) + \tilde{\varphi}(p)) + \tilde{b}(p) \right] \quad (2.37)$$

avec p la variable complexe de Laplace et $\tilde{\epsilon}(p)$, $\tilde{\varphi}(p)$, $\tilde{V}_{\text{mod}}(p)$, $\tilde{\phi}_{\text{mod}}(p)$, $\tilde{b}(p)$ et $F_2(p)$ les transformées de Laplace respectives des fonctions $\epsilon(t)$, $\varphi(t)$, $V_{\text{mod}}(t)$, $\phi_{\text{mod}}(t)$, $b(t)$ et $f_2(t)$.

Il vient alors :

$$\phi_{\text{mod}}(p) = \mp \eta_{\text{mix}} A_{\text{rf}} \frac{4\pi K V_0}{p} F_2(p) \left[(1 - e^{-p\tau}) (\phi_{\text{mod}}(p) + \varphi(p)) + b(p) \right] \quad (2.38)$$

Nous posons alors les fonctions de transfert des différents éléments de la boucle telles que :

$$F_1(p) = \pm \eta_{\text{mix}} A_{\text{rf}} \quad (2.39)$$

$$F_3(p) = \frac{4\pi K V_0}{p} \quad (2.40)$$

$$F(p) = F_1(p) F_2(p) F_3(p) \quad (2.41)$$

$$K_\tau(p) = 1 - e^{-p\tau} \quad (2.42)$$

avec $F_1(p)$, $F_3(p)$, $K_\tau(p)$ respectivement la fonction de transfert associée aux éléments électroniques du discriminateur de fréquence optoélectronique (en V/rad), au laser bifréquence (en rad/V) et à l'interféromètre optique. Notons que le signe de $F_1(p)$ a été choisi afin d'écrire l'expression 2.43 sous la forme « classique » d'un système asservi linéaire.

Finalement, nous définissons $\varphi_{\text{bat}}(p) = \phi_{\text{mod}}(p) + \varphi(p)$ les variations de phase du signal en sortie du système. Il est alors possible de représenter le système selon le schéma donné Figure 2.13. Celui-ci est défini par l'expression :

$$\tilde{\varphi}_{\text{bat}}(p) = \frac{1}{1 + F(p) K_\tau(p)} \tilde{\varphi}(p) + \frac{(-1)F(p)}{1 + F(p) K_\tau(p)} \tilde{b}(p) \quad (2.43)$$

La stabilité des systèmes asservis est généralement étudiée dans le domaine de Laplace. En revanche, les phénomènes de bruit sont caractérisés dans le domaine de Fourier. La causalité permet néanmoins d'établir l'équivalence entre la transformée de Laplace mono-latérale et la transformée de Fourier. Nous pouvons ainsi exprimer la densité spectrale de puissance de bruit de phase du battement en sortie du système en fonction des DSP de bruit de phase du VCO et le

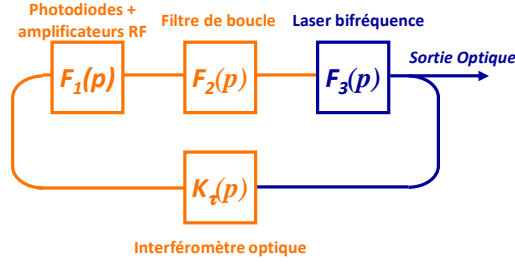


FIGURE 2.13 – Schema équivalent de la boucle d'asservissement.

bruit de phase additif du discriminateur électro-optique (en supposant $\varphi(f)$ et $b(f)$ décorrélés) :

$$S_{\varphi_{\text{bat}}}(f) = |\Delta_1(2i\pi f)|^2 S_{\varphi}(f) + |\Delta_2(2i\pi f)|^2 S_b(f) \quad (2.44)$$

$$\text{avec } \Delta_1(2i\pi f) = \frac{1}{1 + F(2i\pi f) K_{\tau}(2i\pi f)} \quad (2.45)$$

$$\Delta_2(2i\pi f) = \frac{(-1)F(2i\pi f)}{1 + F(2i\pi f) K_{\tau}(2i\pi f)} \quad (2.46)$$

La théorie des asservissements linéaires appliquée à la boucle permet l'étude de la stabilité pour le dimensionnement complet des paramètres de l'asservissement. Cette étude est présentée dans les travaux de thèse de G. Pillet [127]. Nous présenterons dans la suite les résultats principaux qui contraignent le choix du retard τ et les caractéristiques du filtre de boucle $F_2(p)$.

2.2.3 Limites asymptotiques du modèle

Nous nous intéressons ici aux régimes de fonctionnement asymptotiques du modèle de la boucle de stabilisation du battement microonde. Pour cela, nous calculons les limites asymptotiques des fonctions de transfert $\Delta_1(2i\pi f)$ et $\Delta_2(2i\pi f)$ en fonction du module de la fonction de transfert $F(2i\pi f)$. Nous avons alors :

$$|F(2i\pi f)| \rightarrow 0 \quad \Rightarrow \quad \Delta_1(2i\pi f) \rightarrow 1 \quad \text{et} \quad \Delta_2(2i\pi f) \rightarrow 0 \quad (2.47)$$

$$|F(2i\pi f)| \rightarrow \infty \quad \Rightarrow \quad \Delta_1(2i\pi f) \rightarrow 0 \quad \text{et} \quad \Delta_2(2i\pi f) \rightarrow \frac{-1}{K_{\tau}(2i\pi f)} \quad (2.48)$$

L'équation 2.44 s'exprime alors :

$$S_{\varphi_{\text{bat}}}(f) \approx S_{\varphi}(f) \quad \text{si} \quad |F(2i\pi f)| \ll 1 \quad (2.49)$$

$$S_{\varphi_{\text{bat}}}(f) \approx \frac{S_b(f)}{|K_{\tau}(2i\pi f)|^2} \quad \text{si} \quad |F(2i\pi f)| \gg 1 \quad (2.50)$$

Deux régimes de fonctionnement distincts peuvent ainsi être observés. Pour un faible gain de boucle, le signal n'est pas corrigé et le bruit du signal de sortie correspond au bruit du VCO « libre ». A l'inverse, pour un très fort gain, le bruit du VCO optique est totalement rejeté par l'asservissement. Le bruit du signal de sortie ne dépend alors que du bruit ajouté par la boucle et de la fonction de transfert $K_{\tau}(2i\pi f)$. Le développement au premier ordre de l'expression de cette dernière fonction (équation 2.42) pour $f \ll 1/\tau$ donne :

$$K_{\tau}(2i\pi f) \approx 2i\pi f\tau \quad \text{si} \quad f \ll \frac{1}{\tau} \quad (2.51)$$

Sur cette partie du spectre, $\Delta_2(2i\pi f)$ se comporte alors comme un intégrateur. L'équation 2.50 s'exprime alors :

$$S_{\varphi_{\text{bat}}}(f) \approx \frac{S_b(f)}{(2\pi f\tau)^2} \quad \text{si } f \ll \frac{1}{\tau} \quad \text{et} \quad |F(2i\pi f)| \gg 1 \quad (2.52)$$

Nous voyons que pour $f \ll 1/\tau$, la stabilité de la fréquence du battement dépend du bruit ajouté par la boucle de stabilisation optoélectronique - i.e $S_b(f)$. Il apparaît également que le bruit du signal microonde délivré par le système est inversement proportionnel au carré du retard - i.e τ^2 . Finalement, cette expression montre la divergence de sa DSP à basse fréquence induite par l'évolution en -20 dB par décade de $|\Delta_2(2i\pi f)|^2$. Notons cependant que cette divergence traduit une marche aléatoire de la phase du système.

La fonction de transfert $K_\tau(2i\pi f)$ est par définition (équation 2.42) une fonction sinusoïdale s'annulant périodiquement pour chaque multiple de $f_\tau = 1/\tau$. Le gain de cette fonction de transfert est présenté figure 2.14 pour deux valeurs de τ . Dès lors nous avons :

$$S_{\varphi_{\text{bat}}}(f_\tau) = S_\varphi(f) + |F(2i\pi f_\tau)|^2 S_b(f_\tau) \quad (2.53)$$

Cette expression montre que le bruit du VCO ne peut pas être réduit aux multiples de $1/\tau$, le discriminateur de fréquence étant « aveugle » pour ces fréquences. De plus, le bruit du discriminateur est multiplié par le module au carré de la fonction de transfert en boucle ouverte. Il apparaît également que le choix de la valeur du retard τ résulte d'un compromis entre une large bande passante de correction limitée par les harmoniques de $1/\tau$ et les performances près de la porteuse qui requièrent une forte valeur de τ (équation 2.52).

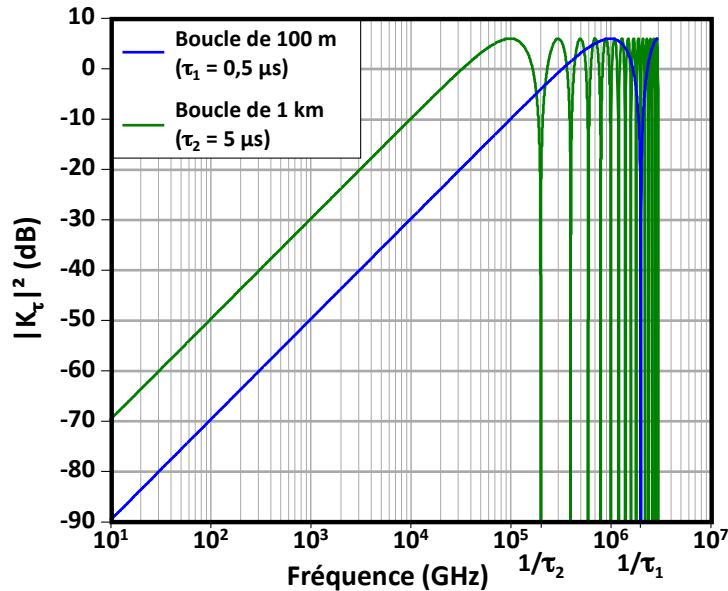


FIGURE 2.14 – Gain de la fonction de transfert $|K(i f)|^2$ pour un retard de 100 m ($\tau_1 \approx 0,5 \mu\text{s}$) et de 1 km ($\tau_2 \approx 0,5 \mu\text{s}$).

2.2.4 Conclusion sur la stabilisation du signal avec une boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique

Nous avons présenté une boucle d'asservissement permettant la stabilisation de la fréquence d'un VCO optique. Basée sur un discriminateur de fréquence optoélectronique, cette architecture

ne nécessite pas de référence externe ni de filtre microonde. Elle préserve ainsi l'accordabilité du signal délivré par le VCO. Cependant, les conditions de stabilité de l'architecture restreignent les fréquences accessibles par le VCO à un peigne discret de fréquences. Deux points d'équilibre adjacents sont séparés de $1/\tau$, τ étant le déséquilibre temporel entre les deux bras du discriminateur électro-optique. Une accordabilité continue du battement est également possible en ajoutant un contrôleur de phase, un déphaseur hyperfréquence ou un « fiber stretcher » sur un des bras du discriminateur de fréquence [104]. La plage d'accordabilité du système n'est alors limitée que par le VCO.

Finalement, la linéarisation des équations de la boucle de stabilisation autour de ses points d'équilibre a permis l'étude théorique du dispositif permettant le dimensionnement des éléments du système. Dans la partie suivante, nous présentons l'implémentation de cet asservissement sur le laser « Altaïr » afin de réaliser un oscillateur optoélectronique accordable.

2.3 Réalisation d'un oscillateur optoélectronique largement accordable

Cette partie présente l'implémentation de l'oscillateur optoélectronique accordable. Son architecture est basée sur la stabilisation du laser « Altaïr » avec une boucle de verrouillage de fréquence optique. Le modèle développé dans la partie précédente nous permet de dimensionner les éléments du dispositif afin d'assurer stabilité et performance au système. Une fois la boucle implémentée, la pureté spectrale du signal de l'oscillateur est caractérisée et comparée à la limite théorique donnée par le modèle.

2.3.1 Dimensionnement de la boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique

Nous nous intéressons d'abord au dimensionnement des éléments de la boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique et notamment le choix du retard et le profil de filtre de boucle. Pour cela, nous utilisons les caractéristiques du laser bifréquence présenté dans la première section de ce chapitre et le modèle développé dans la section précédente. Nous avons ainsi montré que la pureté spectrale de l'oscillateur optoélectronique peut être modélisée par les limites asymptotiques suivantes :

$$S_{\varphi_{\text{bat}}}(f) \approx \frac{S_b(f)}{(2\pi f\tau)^2} \quad \text{si } f \ll \frac{1}{\tau} \quad \text{et } |F(2i\pi f)| \gg 1 \quad (2.54)$$

$$S_{\varphi_{\text{bat}}}(f_\tau) = S_\varphi(f) + |F(2i\pi f_\tau)|^2 S_b(f_\tau) \quad \text{si } f_\tau = \frac{p}{\tau}, \quad p \in \mathbb{N} \quad (2.55)$$

$$\text{avec } F(p) = F_1(p)F_2(p)F_3(p) \quad (2.56)$$

avec $S_\varphi(f)$, $S_b(f)$, $S_{\varphi_{\text{bat}}}(f)$ respectivement la densité spectrale de puissance de bruit de phase du laser non asservi, du bruit introduit par les éléments de la boucle de stabilisation et du bruit de phase de l'oscillateur et $F_1(p)$, $F_2(p)$, $F_3(p)$, $K_\tau(p)$ respectivement la fonction de transfert associée aux éléments électroniques du discriminateur de fréquence optoélectronique (en V/rad), le filtre de bande, au laser bifréquence (en rad/V) et à l'interféromètre optique.

Choix du retard

Le choix du retard τ résulte d'un compromis entre l'amélioration de la pureté spectrale pour de faibles écarts de fréquence avec la porteuse et une correction du bruit sur une large bande passante. En effet, pour des écarts de fréquence $f \ll 1/\tau$, la pureté spectrale de l'oscillateur autour de la porteuse est inversement proportionnelle à τ^2 (équation 2.54). En revanche, l'annulation à toutes les harmoniques de $1/\tau$ de la fonction de transfert de l'interféromètre induit une remontée de la densité spectrale de puissance de bruit du signal microonde à ces fréquences (équation 2.55). Celles-ci limitent la bande passante d'asservissement de la boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique.

Notons également que la fréquence de coupure de la céramique de PLZT est proche de 1,5 MHz. Celle-ci ne permet donc par la correction des fluctuations de phase dont l'écart de fréquence avec la porteuse est plus élevé que cette fréquence.

Nous choisissons ici une longueur de fibre de 100 m, équivalant à un retard d'environ 0,5 μ s. Cette valeur correspond à une valeur de $1/(2\pi f_\tau)^2$ de 110 dB à $f = 1$ Hz et une première annula-

tion de $1/\tau$ à 2 MHz. Cette fréquence laisse ainsi présager une bande passante d'asservissement proche de 1 MHz.

Maintenant que la valeur du retard a été fixée, il nous est possible de dimensionner le filtre de boucle.

Choix du profil du filtre de boucle

La modélisation de la pureté spectrale de l'oscillateur optoélectronique par l'équation 2.52 n'est possible que si les conditions $f \ll \frac{1}{\tau}$ et $|F(2i\pi f)| \gg 1$ sont vérifiées. Pour cela, le filtre de boucle doit présenter un gain basse fréquence très élevé.

Aux fréquences harmoniques de $1/\tau$, l'équation 2.55 montre que la DSP du bruit de phase est proportionnelle au gain du filtre de boucle. Une réduction du gain avec la fréquence est donc nécessaire afin de limiter la DSP de bruit de phase autour des résonances de la boucle.

Finalement, une évolution de la DSP du bruit de phase du battement du laser « Altair » comprise entre -30 et -40 dB par décade a été mesurée (figure 2.9). Une décroissance équivalente ou supérieure du gain est nécessaire afin de corriger correctement le bruit de laser.

Nous choisissons donc pour $F_2(2i\pi f)$ de réaliser un filtre intégrateur actif d'ordre 2.

Réalisation du filtre de boucle

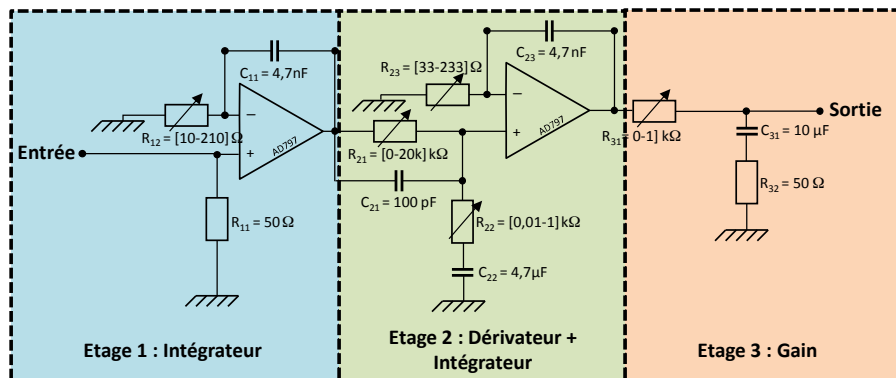


FIGURE 2.15 – Schéma du filtre de boucle.

Schématisé figure 2.15, le filtre de boucle correspondant à $F_2(2i\pi f)$ est composé de 3 étages distincts : deux étages « intégrateurs non-inverseurs du premier ordre » et un étage de gain. Les amplificateurs opérationnels utilisés sont des modèles « AD797 » qui offrent une large bande passante (produit gain-bande passante de 110 MHz), une bonne vitesse de balayage (de l'ordre de $20 \text{ V}/\mu\text{s}$) et de faibles niveaux de bruit (bruit de tension de $0,9 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ et bruit de courant de $2 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz). Finalement, un étage pseudo-dérivateur passif est inséré entre les deux intégrateurs. Celui-ci permet de redresser la phase entre 100 kHz et 10 MHz afin d'assurer une bonne stabilité de la boucle [127].

Les fonctions de transfert de chaque étage sont développées dans l'annexe 2.D.1. Le diagramme de Bode théorique du filtre est présenté figure 2.16. Nous calculons un gain maximal théorique de 260 dB à 10 Hz et inférieur à 15 dB à $f = 1/\tau = 2 \text{ MHz}$.

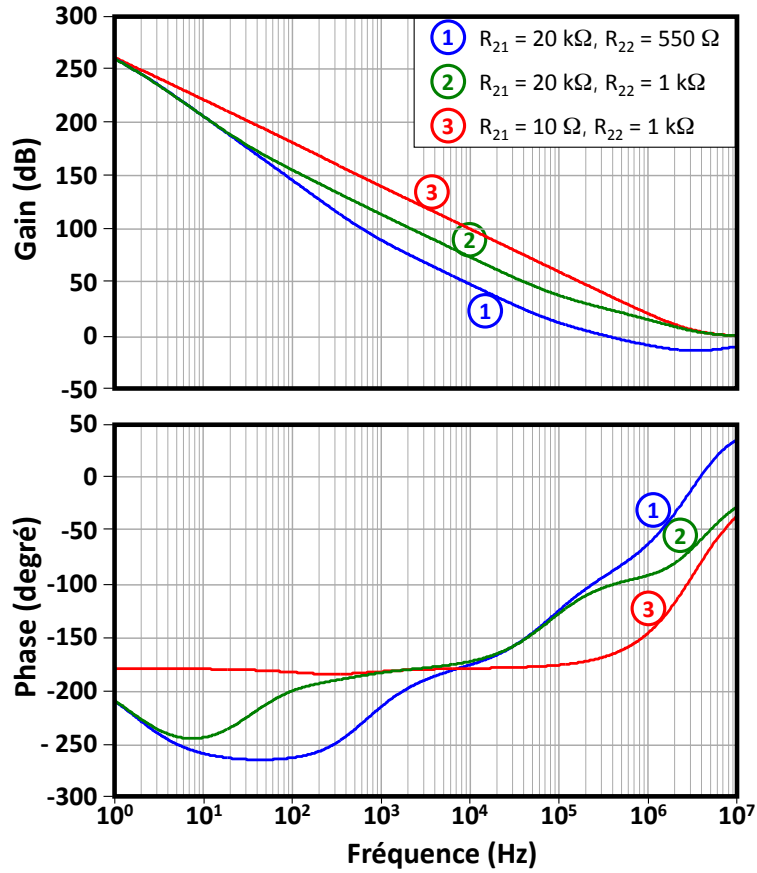


FIGURE 2.16 – Diagramme de Bode de la fonction de transfert $F_2(2i\pi f)$ du filtre de boucle pour différentes valeurs de R_{21} et R_{22} (paramètres de dérivation) avec $R_{12} = R_{31} = 10 \Omega$.

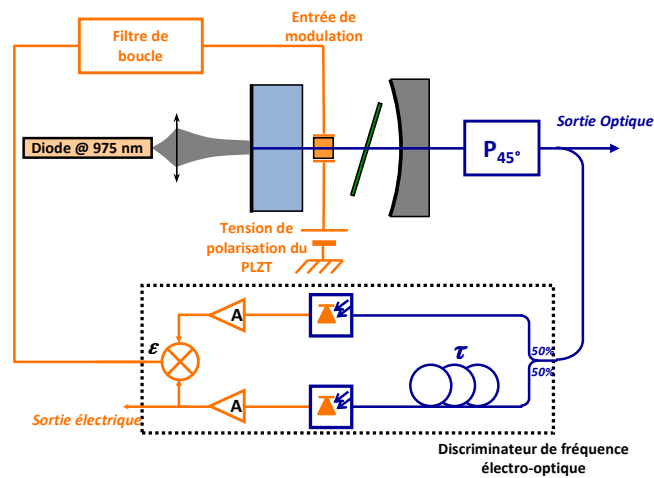


FIGURE 2.17 – Schéma de l'oscillateur opto-électronique largement accordable (P_{45° : polariseur orienté à 45° , A : amplificateur microonde).

Implémentation de la boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique

Le schéma de l'oscillateur est présenté Figure 2.17. Le signal optique délivré par le laser est séparé après projection par un coupleur 50/50. Deux photodiodes convertissent le faisceau laser bifréquence en signaux électriques microondes. La première est placée directement après le coupleur et la seconde après la fibre optique de 100 m. Les photodiodes utilisées sont des *DSC30S de Discovery SC*. Elles permettent la conversion de signaux microondes sur porteuse optique jusqu'à 18 GHz avec un rendement de conversion optique-électrique $\eta_{ph} = 0,8$ A/W pour une longueur d'onde optique de 1,5 μm .

Afin d'atteindre les puissances suffisantes pour attaquer le mélangeur, deux amplificateurs ZX60-5916M-S+ de Minicircuit branchés en série sont placés après chaque photodiode. Chaque amplificateur présente un gain petit signal $G_{amp} = 15$ dB, et une puissance de saturation de 15 dBm sur une bande passante de 1,5 à 5,9 GHz. La comparaison des phases des signaux des deux bras du discriminateur de fréquence optoélectronique est réalisée par un mélangeur large bande (3 – 15 GHz) *Minicircuit ZX05-153-S+* délivrant un signal d'erreur de ± 200 mV. Ce signal est ensuite envoyé dans le filtre de boucle puis réinjecté sur la céramique de PLZT via l'entrée modulation du laser. Le signal en entrée de laser a alors une excursion de ± 15 V, valeur limitée par la tension d'alimentation du filtre. Théoriquement, l'accordabilité du battement de l'oscillateur est de 3,2 à 5,9 GHz limitée à basse fréquence par le mélangeur et à haute fréquence par les amplificateurs microondes. Notons que les fiches techniques des différents composants sont présentées dans l'annexe 2.E. Dans la suite de ce chapitre, nous étudions la pureté spectrale du signal délivré par l'oscillateur .

2.3.2 Résultats expérimentaux

Nous caractérisons maintenant l'oscillateur optoélectronique pour une fréquence de fonctionnement de 3,5 GHz. Pour cela, une tension de polarisation $V_0 \approx 400$ V est appliquée sur la céramique de PLZT. L'injection du signal de correction délivré par le filtre de boucle sur le laser entraîne le verrouillage de la boucle de stabilisation sur le point de fonctionnement stable le plus proche de la fréquence naturelle du laser. La figure 2.18 présente ainsi le spectre électrique du signal avec et sans la boucle de verrouillage de fréquence optoélectronique. Cette représentation ne permet cependant pas une évaluation précise des performances de l'asservissement.

Pour caractériser plus finement le battement, le bruit de phase du signal est mesuré avec un banc commercial du type PN 9000 (annexe 2.A.3). Le résultat est présenté Figure 2.19. Nous mesurons une bande passante d'asservissement d'environ 500 kHz et une densité spectrale de puissance de bruit de -100 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse. Cela correspond à une diminution de 40 dB par rapport au battement du laser libre. L'amélioration du bruit de phase atteint même 50 dB à 10 Hz de la porteuse. Au delà de 500 kHz, le bruit du battement n'est pas corrigé par la boucle d'asservissement et le bruit de l'oscillateur correspond au bruit du laser libre. Nous observons des remontées de bruit vers 500 kHz et 600 kHz. La première correspond à la fréquence de résonance de la boucle d'asservissement. Le second pic correspond aux oscillations de relaxation du laser.

Par rapport à un oscillateur optoélectronique classique dont la limite de bruit « haute fréquence » dépend du filtre interne de sa cavité, celle de notre système est fixée par le bruit naturel de notre laser. Connaissant l'ensemble des éléments de notre système, il est possible d'estimer la limite théorique de l'oscillateur et de le comparer au résultat expérimental.

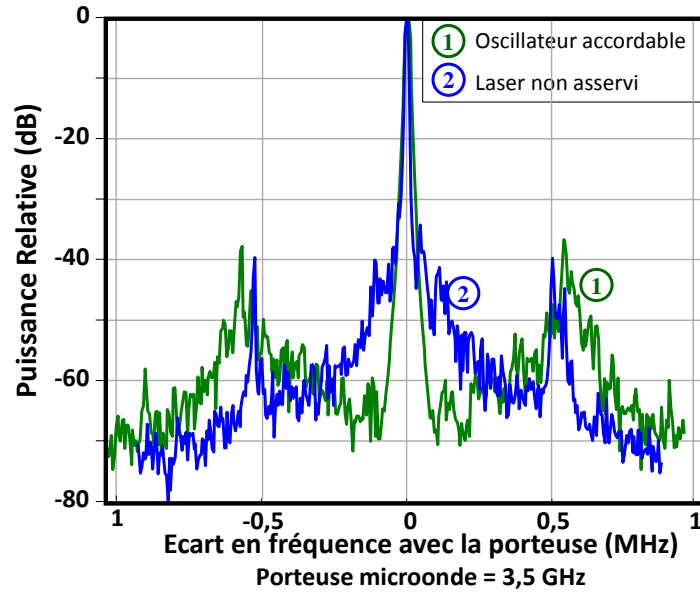


FIGURE 2.18 – Spectre électrique du signal délivré par l'oscillateur comparé au battement des deux modes optiques du laser lorsqu'il n'est pas asservi (RBW= 10 kHz, fréquence du battement $f_{bat} = 3,5$ GHz).

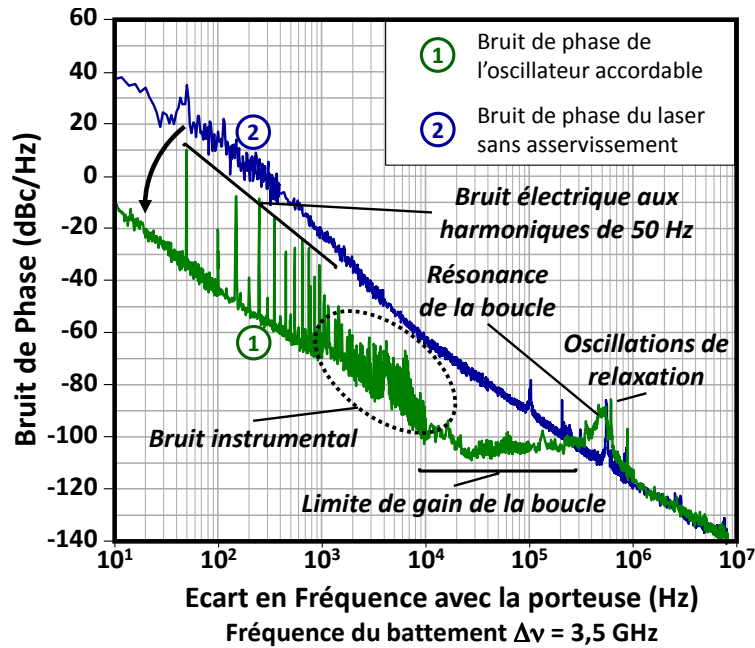


FIGURE 2.19 – Densités spectrales de puissance de bruit de phase du signal microonde délivré par l'oscillateur accordable et du battement du laser lorsqu'il n'est pas asservi (fréquence du battement $f_{bat} = 3,5$ GHz).

2.3.3 Estimation de la pureté spectrale du battement de l'oscillateur

Le modèle mathématique développé dans la section 2.2.2 permet d'estimer la densité spectrale de puissance de bruit du signal délivré par notre oscillateur. Pour cela, il est nécessaire d'identifier les sources de bruit de la boucle optoélectronique afin d'estimer $S_b(f)$. Notons que dans l'équation 2.50, cette densité spectrale de puissance de bruit est évaluée en sortie du discriminateur de fréquence optoélectronique.

Le bruit introduit par les photodiodes dans la boucle optoélectronique est principalement dû au bruit thermique et au bruit de grenaille. Ces bruits, déjà évoqués dans le paragraphe 1.2.2, sont décrits par des densités spectrales respectivement notées S^{th} et S^{sh} , exprimées en W/Hz et définies comme :

$$S^{\text{th}} = 4k_B T \quad (2.57)$$

$$S^{\text{sh}} = 2eR_{\text{ph}} \langle i_{\text{ph}} \rangle \quad (2.58)$$

avec k_B la constante de Boltzmann, T la température, e la charge élémentaire de l'électron, R_{ph} la résistance de charge de la photodiode et $\langle i_{\text{ph}} \rangle$ le photocourant moyen. Le bruit thermique et le bruit de grenaille sont des bruits blancs gaussiens. Ils contribuent ainsi à part égale aux fluctuations d'amplitude et de phase.

Pour être utilisées dans le modèle, les densités spectrales de bruit doivent être exprimées en sortie de discriminateur de fréquence et converties en densité spectrale de puissance de bruit de phase (exprimées en rad^2/Hz). Les expressions 2.57 et 2.58 sont donc normalisées par la puissance du signal microonde. Finalement, les contributions des deux bras du discriminateur de fréquence doivent être sommées en puissance. En supposant que les niveaux de bruit de chaque voie sont égaux, il est possible d'exprimer les DSP de bruit de phase du bruit thermique et du bruit de grenaille telles que :

$$S_{\varphi}^{\text{th}} = \frac{8k_B T}{R_{\text{ph}} \langle i_{\text{ph}} \rangle^2} \quad (2.59)$$

$$S_{\varphi}^{\text{sh}} = \frac{4e}{\langle i_{\text{ph}} \rangle} \quad (2.60)$$

Notons que ces expressions ne sont vraies que si les amplificateurs fonctionnent en régime linéaire.

Nous avons vu dans le paragraphe 1.2.2 que la contribution en bruit des amplificateurs microondes peut être séparée en deux composantes : le bruit en $1/f$ et le bruit blanc haute-fréquence. La première composante, issue de la conversion autour de la porteuse microonde du bruit basse fréquence, est caractérisée expérimentalement au laboratoire LAAS avec le banc de mesure présenté dans l'annexe 2.B. Le bruit blanc haute fréquence quant à lui est estimé en introduisant le facteur de bruit des amplificateurs F_{amp} dans l'équation 2.59 tel que :

$$S_{\varphi}^{\text{th}} = \frac{8F_{\text{amp}} k_B T}{R_{\text{ph}} \langle i_{\text{ph}} \rangle^2} \quad (2.61)$$

Finalement, nous avons estimé la densité spectrale de bruit induit par l'électronique du filtre de boucle par le modèle de bruit dans l'annexe 2.D.2. La densité spectrale de puissance de bruit de phase rapporté en entrée des amplificateurs microondes vaut :

$$S_{\varphi}^{\text{filt}}(f) = \frac{\overline{v_{\text{filt}}^2(f)}}{R_{11} |F_1|^2} \quad (2.62)$$

avec $\overline{v_{\text{filt}}^2}(f)$ la densité spectrale de bruit de tension du filtre de boucle estimée par le modèle de bruit de l'annexe 2.D.2 et R_{11} sa résistance d'entrée.

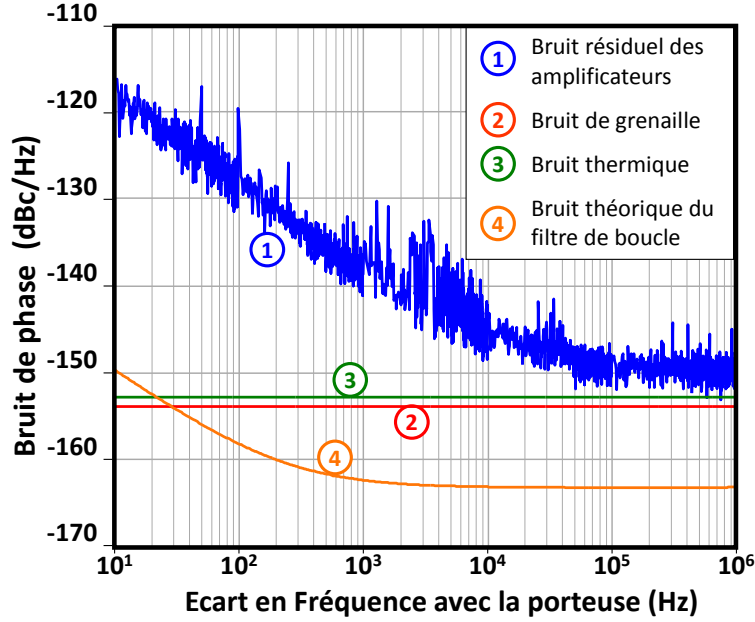


FIGURE 2.20 – Densités spectrales de puissance de bruit de phase des différentes sources de perturbations de la boucle de stabilisation optoélectronique.

Nous utilisons pour le calcul numérique les valeurs suivantes : $R_{\text{ph}} = 50 \Omega$, $\langle i_{\text{ph}} \rangle = 1,6 \text{ mA}$, $F_{\text{ampl}} = 9$, $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$, $T = 290 \text{ K}$ et $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$. Les densités spectrales de puissance de bruit de phase sont tracées Figure 2.20. Il apparaît que la principale source de bruit de la boucle d'asservissement est le bruit en $1/f$ des amplificateurs microondes. En posant $S_b(f) = S_{\varphi}^{\text{amp}}(f)$, il est alors possible d'écrire la limite théorique de la DSP de bruit de phase du battement comme :

$$S_{\varphi_{\text{bat}}}(f) = \frac{S_{\varphi}^{\text{amp}}(f)}{(2\pi f\tau)^2} \quad \text{pour } f \ll \frac{1}{\tau} \approx 2 \text{ MHz} \quad (2.63)$$

Des densités spectrales de puissance de bruit proche de -115 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse et d'environ -27 dBc/Hz à 10 Hz sont attendues (Figure 2.21). La DSP du bruit de phase du signal mesuré est significativement plus élevée que la limite théorique obtenue avec le modèle. Nous investiguons donc dans le prochain paragraphe les origines de cette différence.

2.3.4 Analyse des résultats

Nous analysons dans cette partie les phénomènes à l'origine de la dégradation des performances de l'oscillateur optoélectronique. Le profil de la courbe de bruit phase de l'oscillateur semble présenter des similitudes avec la courbe de bruit d'amplitude présentée Figure 2.8. Cependant, le modèle théorique considère uniquement un signal entaché de fluctuations de phase. Nous le modifions donc afin de prendre en compte les fluctuations d'amplitude du VCO. Nous nous intéresserons ensuite à la conversion du bruit de mesure autour de la porteuse.

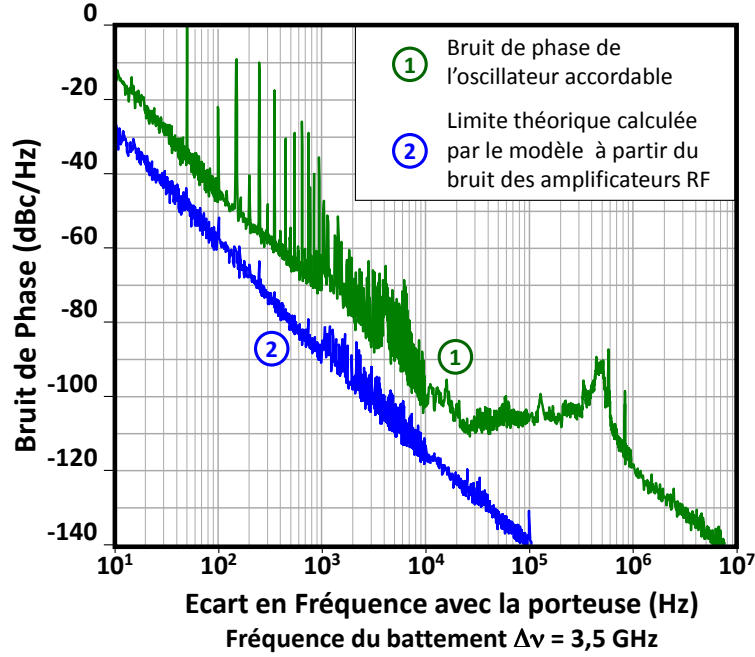


FIGURE 2.21 – Densités spectrales de puissance de bruit de phase du signal microonde délivré par l'oscillateur accordable et de la limite théorique calculée par le modèle. Cette dernière ne prend en compte que le bruit des amplificateurs microondes comme source de bruit (fréquence du battement $f_{bat} = 3,5$ GHz).

Introduction du terme de bruit d'amplitude dans le modèle

Dans un premier temps, nous introduisons le terme correspondant aux fluctuations d'amplitude dans le modèle de l'oscillateur. L'expression du signal délivré par le VCO optique s'écrit alors :

$$P_{VCO} = \frac{|E_0|^2}{2} (1 + \alpha(t)) (1 + \cos(2\pi f_{bat}t + \varphi(t))) \quad (2.64)$$

Les équations 2.22 et 2.23 s'écrivent alors :

$$s_{lo}(t) = A_{lo} (1 + \alpha(t)) \cos(2\pi f_0 t + \phi_{mod}(t) + \varphi(t)) \quad (2.65)$$

$$s_{rf}(t) = A_{rf} (1 + \alpha(t - \tau)) \cos(2\pi f_0 (t - \tau) + \phi_{mod}(t - \tau) + \varphi(t - \tau)) \quad (2.66)$$

Dans le cas idéal, seules les fluctuations d'amplitude de la voie RF sont transmises par le mélangeur microonde et le signal délivré par le discriminateur de (équation 2.24) s'exprime de la manière suivante :

$$\epsilon(t) = \eta_{mix} A_{rf} (1 + \alpha(t - \tau)) \cos(2\pi f_0 \tau + \Delta\phi_{mod} + \Delta\varphi) \quad (2.67)$$

La linéarisation de cette équation autour des points de fonctionnement $f_{bat}^{(eq)}$ renvoie le terme de fluctuations d'amplitude à un terme du deuxième ordre ($\alpha(t - \tau)\Delta\phi_{mod} + \alpha(t - \tau)\Delta\varphi$). Au premier ordre, le discriminateur de fréquence n'est donc pas sensible aux fluctuations d'amplitude du signal. Compte tenu du bruit d'intensité du laser, ce terme du second ordre ne peut pas expliquer l'excès de bruit présent sur notre courbe expérimentale.

Introduction d'un terme de couplage amplitude-phase dans le modèle

Nous considérons à présent le processus de conversion du bruit d'amplitude vers le bruit de phase qui serait induite par un des composants de la boucle de stabilisation. Pour le décrire, nous introduisons un terme de couplage dans l'expression du signal d'erreur délivré par le discriminateur de fréquence. Ce dernier s'écrit :

$$\epsilon(t) = \eta_{\text{mix}} A_{\text{rf}} \cos(2\pi f_0 \tau + \Delta\phi_{\text{mod}} + \Delta\varphi + \eta_{\alpha\varphi} \alpha(t - \tau)) \quad (2.68)$$

avec $\eta_{\alpha\varphi}$ le facteur de couplage amplitude-phase.

Nous obtenons après linéarisation de l'expression autour des points d'équilibre l'expression :

$$\epsilon(t) = \mp \eta_{\text{mix}} A_{\text{RF}} (\Delta\phi_{\text{mod}} + \Delta\varphi + \eta_{\alpha\varphi} \alpha(t - \tau)) \quad (2.69)$$

En suivant le même développement que dans le paragraphe 2.2.2, nous obtenons l'expression théorique de la DSP du battement en sortie de système suivante :

$$S_{\varphi_{\text{bat}}}(f) = |\Delta_1(2i\pi f)|^2 S_{\varphi_{\text{bat}}}(f) + |\Delta_2(2i\pi f)|^2 (S_b(f) + \eta_{\alpha\varphi}^2 S_{\alpha}(f)) \quad (2.70)$$

La limite basse fréquence de la DSP du bruit phase du signal microonde en sortie du dispositif vaut alors :

$$S_{\varphi_{\text{bat}}}(f) \approx \left(\frac{1}{2\pi f \tau}\right)^2 S_b(f) + \left(\frac{\eta_{\alpha\varphi}}{2\pi f \tau}\right)^2 S_{\alpha_{\text{rf}}} \quad \text{si } f \ll \frac{1}{\tau} \quad \text{et } |F(2i\pi f)| \gg 1 \quad (2.71)$$

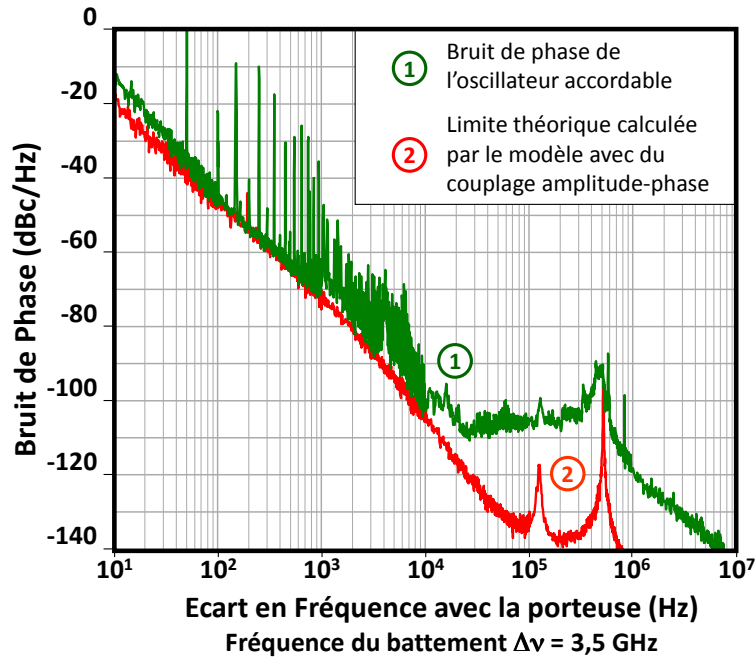


FIGURE 2.22 – Densités spectrales de puissance de bruit de phase du signal microonde délivré par l'oscillateur accordable et limite théorique calculée par le modèle en cas de couplage amplitude-phase avec un facteur de conversion $\eta_{\alpha\varphi} = 0,1$ (fréquence du battement $f_{\text{bat}} = 3,5$ GHz).

Nous considérons que le bruit d'amplitude prépondérant est celui du laser. La figure 2.22 compare ainsi le résultat expérimental avec la limite du battement théorique pour un facteur de

conversion $\eta_{\alpha\varphi} = 0,1$. Nous constatons que les courbes coïncident pour les fréquences inférieures à 1 kHz. Le bruit en excès pourrait donc être attribué à un mécanisme conversion du bruit d'amplitude vers le bruit de phase. Nous verrons dans le chapitre 3 que cette hypothèse est confirmée.

Nous nous intéressons maintenant au bruit des instruments de mesure.

Conversion du bruit des instruments de mesure

Nous avons observé une dégradation de la pureté spectrale du battement lorsque certains instruments de mesures (typiquement l'analyseur de spectre électrique) étaient connectés sur la sortie électrique. Cela correspond aux pics parasites observés entre 500 Hz et 10 kHz sur la courbe de bruit phase. En effet, la réinjection d'un signal d'erreur en bande de base sur le laser favorise la conversion du bruit basse fréquence en bruit proche porteuse. Dans la suite, ces instruments sont connectés à une voie optique par le biais d'une photodiode réalisant ainsi une isolation galvanique avec l'oscillateur.

2.3.5 Conclusion sur la réalisation d'un oscillateur optoélectronique largement accordable

Nous avons réalisé un oscillateur optoélectronique grâce à l'implémentation sur le laser « Altaïr » d'une boucle de stabilisation optoélectronique. Accordable entre 3,2 et 5,9 GHz par pas de 2 MHz, le signal délivré présente une largeur de raie de quelques hertz et une densité spectrale de puissance de bruit de phase de -100 dBc/Hz à 10 kHz (respectivement -13 dBc/Hz à 10 Hz) de la porteuse.

La DSP du bruit de phase du signal est cependant significativement supérieure aux prédictions du modèle. La modification de ce dernier a mis en avant un probable phénomène de conversion du bruit d'amplitude vers le bruit de phase dans le dispositif. Ce couplage amplitude-phase limite l'efficacité de notre boucle de stabilisation et la pureté spectrale de notre système.

Nous montrons dans le chapitre 3 que la conversion du bruit amplitude vers le bruit de phase provient essentiellement de deux composants du discriminateur de fréquence. Une caractérisation approfondie de leur réponse permettra de limiter le facteur de couplage amplitude-phase et ainsi améliorer la pureté spectrale de notre oscillateur.

Notons que la réinjection d'un signal d'erreur en bande de base sur le laser favorise la conversion du bruit basse fréquence en bruit proche porteuse. Les pics parasites entre 500 Hz et 10 kHz sont ainsi introduits dans la boucle d'asservissement par des instruments de mesure (typiquement l'analyseur de spectre électrique) connectés à la sortie électrique de l'oscillateur. Dans la suite, ces instruments sont connectés à une voie optique par le biais d'une photodiode réalisant ainsi une isolation galvanique avec l'oscillateur.

Conclusion

Nous avons présenté le principe des lasers état solide bifréquences pour la génération de signaux microondes directement modulés sur porteuse optique. Avec le prototype « Altaïr », nous disposons d'un dispositif fonctionnant à $1,5 \mu\text{m}$ et permettant la génération d'un battement accordable « rapidement » entre 0 et 13 GHz par l'application d'une tension. Un bruit de phase de -60 dBc/Hz à 10 kHz (respectivement 40 dBc/Hz à 10 Hz) de la porteuse a été mesuré. La pureté spectrale du signal délivré par le laser est malheureusement insuffisante pour les applications visées.

Un laser bifréquence peut être considéré comme un oscillateur optique contrôlé en tension. Il autorise l'implémentation d'une boucle de stabilisation optoélectronique permettant d'améliorer le bruit de phase du battement microonde. Basée sur un interféromètre optoélectronique fortement déséquilibré implémenté avec une fibre optique comme long retard, cette architecture ne nécessite ni filtre hyperfréquence ni référence extérieure. L'application de la théorie des asservissements linéaires au système conduit au développement d'un modèle utilisé pour dimensionner les éléments de la boucle et estimer ses performances.

Une fois la boucle implémentée, le dispositif peut être assimilé à un oscillateur optoélectronique dont la fréquence est accordable par pas de 2 MHz entre 3,2 et 5,9 GHz. Cette plage de fréquence n'est limitée que par les composants microondes utilisés pour la stabilisation du battement. Nous mesurons une densité spectrale de puissance de bruit de phase de -100 dBc/Hz à 10 kHz (respectivement -13 dBc/Hz à 10 Hz) de la porteuse. Cela correspond à une réduction de 40 dB comparé au battement du laser libre. Ces valeurs sont cependant très supérieures aux prévisions du modèle mathématique. La modification de ce dernier montre une probable conversion du bruit d'amplitude vers le bruit de phase. Il est donc nécessaire de réduire ces effets pour améliorer les performances de l'oscillateur. Ces travaux sont présentés dans le prochain chapitre. Nous y présentons également des architectures de discriminateur de fréquence optoélectronique alternatives permettant d'améliorer la pureté spectrale du signal délivré par notre oscillateur.

2.A Annexes : Mesure des densités spectrales de puissance de bruit d'un signal microonde

Nous présentons dans cette annexe les bancs utilisés pour la mesure des densités spectrales de puissance de bruit de phase des signaux microondes. Pour cela, nous considérons $V(t)$ un signal électrique de fréquence f_0 entaché de fluctuations d'amplitude et de phase. Nous avons vu dans le paragraphe 1.2.1 que ce signal pouvait s'écrire :

$$V(t) = A_0(1 + \alpha(t)) \cos(2\pi f_0 t + \varphi(t)) \quad (2.72)$$

avec A_0 l'amplitude du signal et $\alpha(t)$ les fluctuations relatives de l'amplitude et $\varphi(t)$ les fluctuations de la phase du signal. Nous considérons dans la suite que $\alpha(t)$ et $\varphi(t)$ sont des processus aléatoires de moyenne nulle variant lentement par rapport à $2\pi f_0 t$.

2.A.1 Mesure d'un signal « fortement » bruité

Nous nous intéressons d'abord à la mesure des fluctuations de l'amplitude et de la phase d'un signal microonde bruité délivré par le laser bifréquence. Les variations de fréquence de ce signal n'autorisant pas la mesure avec un banc commercial classique (annexe 2.A.3), un banc spécifique a été développé dans le laboratoire OTS de TRT. Celui-ci est schématisé figure 2.23. Le signal est d'abord mélangé avec le signal d'un oscillateur local (signal que l'on considérera parfait) afin d'abaisser la fréquence jusqu'à une valeur compatible avec les bandes passantes des appareils d'acquisition classiques. Ce signal est numérisé par un oscilloscope haute résolution et traité par ordinateur. Le bruit du banc de mesure étant négligeable devant les fluctuations du signal microonde, le signal numérisé s'écrit :

$$V_{\text{bf}}(t) = \eta_{\text{mix}} A_0(1 + \alpha(t)) \cos(2\pi |f_0 - f_{\text{LO}}| t + i\phi_0 + i\varphi(t)) \quad (2.73)$$

avec f_{LO} la fréquence de l'oscillateur local et η_{mix} le rendement de conversion du mélangeur et ϕ_0 la différence de phase statique entre le signal mesuré et le signal délivré par l'oscillateur local.

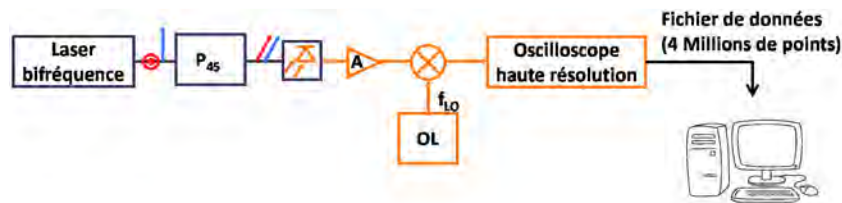


FIGURE 2.23 – Schéma du banc de mesure du bruit de phase battement microonde « fortement » bruité délivré par un laser bifréquence.

Le traitement du signal nécessite la transformation de l'expression issue de la mesure en une expression analytique complexe - i.e transformer le signal de la forme $V_{\text{bf}}(t) = a(t) \cos(\phi(t))$ en un signal de la forme $V_{\text{bf}}(t) = a(t)e^{i\phi(t)}$. Pour cela, nous appliquons un filtre fréquentiel à la transformée de Fourier de $V_{\text{bf}}(t)$ afin de supprimer la partie du spectre de fréquence négative. Il est possible d'exprimer la transformée de Fourier inverse du signal filtré telle que :

$$V_{\text{bf}}^{(f)}(t) = \eta_{\text{mix}} A_0(1 + \alpha(t)) e^{(2i\pi |f_0 - f_{\text{LO}}| t + \phi_0 + \varphi(t))} \quad (2.74)$$

La séparation du module et de l'argument de l'expression 2.74 permet ainsi d'isoler l'amplitude et la phase du signal.

$$\left| V_{\text{bf}}^{(f)}(t) \right| = \eta_{\text{mix}} A_0 (1 + \alpha(t)) \quad (2.75)$$

$$\arg \left[V_{\text{bf}}^{(f)}(t) \right] = 2\pi |f_0 - f_{\text{LO}}| t + \varphi(t) + \phi_0 \quad (2.76)$$

Nous estimons $\alpha(t)$ en soustrayant à l'expression 2.75 la valeur moyenne du module de $V_{\text{bf}}^{(f)}(t)$ telles que :

$$\left\langle \left| V_{\text{bf}}^{(f)}(t) \right| \right\rangle \approx \eta_{\text{mix}} A_0 \quad (2.77)$$

$$\alpha(t) \approx \frac{\left| V_{\text{bf}}^{(f)}(t) \right| - \left\langle \left| V_{\text{bf}}^{(f)}(t) \right| \right\rangle}{\left\langle \left| V_{\text{bf}}^{(f)}(t) \right| \right\rangle} \quad (2.78)$$

De même, $\varphi(t)$ est estimée en soustrayant à l'équation 2.76 la valeur moyenne de la dérivée de l'argument de $V_{\text{bf}}^{(f)}(t)$ en fonction du temps telles que :

$$\left\langle \frac{d}{dt} \arg \left[V_{\text{bf}}^{(f)}(t) \right] \right\rangle \approx 2\pi |f_0 - f_{\text{LO}}| \quad (2.79)$$

$$\varphi(t) \approx \arg \left[V_{\text{bf}}^{(f)}(t) \right] - \int_0^t \left\langle \frac{d}{dt} \arg \left[V_{\text{bf}}^{(f)}(t) \right] \right\rangle dt - \arg \left[V_{\text{bf}}^{(f)}(0) \right] \quad (2.80)$$

Il est finalement possible d'estimer les DSP de $\alpha(t)$ et $\varphi(t)$ avec l'expression 1.18 telles que :

$$S_\alpha(f) \approx \frac{|\tilde{\alpha}(f)|^2}{T} \quad (2.81)$$

$$S_\varphi(f) \approx \frac{|\tilde{\varphi}(f)|^2}{T} \quad (2.82)$$

avec $\tilde{\alpha}(f)$ et $\tilde{\varphi}(f)$ respectivement la transformée de Fourier de $\alpha(t)$ et $\varphi(t)$ et T le temps d'intégration de la mesure.

2.A.2 Mesure d'un signal « faiblement » bruité : corrélations croisées

Nous nous intéressons maintenant aux cas où le bruit de mesure n'est plus négligeable devant les fluctuations du signal étudié. Dans cette situation, le signal numérisé par l'oscilloscope est parasité par des fluctuations d'amplitude et de phase supplémentaires. Celui-ci s'écrit alors :

$$V_{\text{bf}}^{(f)}(t) = \eta_{\text{mix}} A_0 (1 + \delta\alpha(t)) \cos(2\pi |f_0 - f_{\text{LO}}| t + \phi_0 + \delta\varphi(t)) \quad (2.83)$$

$$\text{avec } \delta\alpha(t) = \alpha(t) + b(t) \quad (2.84)$$

$$\delta\varphi(t) = \varphi(t) - \beta(t) \quad (2.85)$$

avec $b(t)$ les fluctuations d'amplitude et $\beta(t)$ les fluctuations de phase dues au banc de mesure.

Si la condition $\alpha(t) \gg b(t)$ (respectivement $\varphi(t) \gg \beta(t)$) n'est pas vérifiée, la DSP de bruit d'amplitude (respectivement bruit de phase) calculée par l'algorithme n'est plus représentative des fluctuations du signal à caractériser. Le plancher de mesure peut cependant être abaissé en implémentant un banc doté de deux voies de détection de phase et d'une *algorithme de corrélations croisées* (figure 2.24) [129,130]. L'oscilloscope réalise N acquisitions du signal délivré

par chaque voie de mesure. Les données sont traitées comme dans le paragraphe précédent afin d'extraire les expressions des fluctuations de chaque signal. Nous les notons :

$$\delta\alpha_k^{(i)}(t) = \alpha_k^{(i)}(t) + b_k^{(i)}(t) \quad (2.86)$$

$$\delta\varphi_k^{(i)}(t) = \varphi_k^{(i)}(t) - \beta_k^{(i)}(t) \quad (2.87)$$

avec $i = \{1,2\}$ l'indice représentant la voie de mesure et $k \in \llbracket 1; N \rrbracket$ l'indice correspondant à la $k^{\text{ième}}$ acquisition.

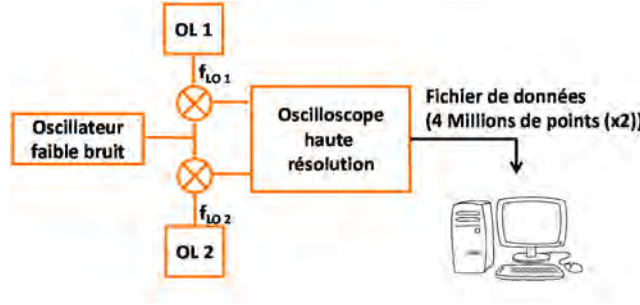


FIGURE 2.24 – Schéma du banc de mesure du bruit de phase d'un signal microonde faiblement bruité. OL_{1,2} : Oscillateur Local

Les moyennes arithmétiques des transformées de Fourier des fonctions de corrélations croisées de $\delta\alpha_k^{(1)}(t)$ avec $\delta\alpha_k^{(2)}(t)$ et de $\delta\varphi_k^{(1)}(t)$ avec $\delta\varphi_k^{(2)}(t)$ sont calculées telles que :

$$\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \tilde{\Gamma}_{\delta\alpha_k^{(1)}\delta\alpha_k^{(2)}}^{(T)}(f) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \tilde{\delta\alpha}_k^{(1)}(f) \overline{\tilde{\delta\alpha}_k^{(2)}(f)} \quad (2.88)$$

$$= \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \tilde{\alpha}_k^{(1)} \overline{\tilde{\alpha}_k^{(2)}} + \tilde{\alpha}_k^{(1)} \overline{\tilde{b}_k^{(2)}} + \tilde{b}_k^{(1)} \overline{\tilde{\alpha}_k^{(2)}} + \tilde{b}_k^{(1)} \overline{\tilde{b}_k^{(2)}} \quad (2.89)$$

avec $\Gamma_{xy}^{(T)}$ la fonction d'intercorrélation tronquée sur $[0; T]$, la notation $\tilde{x}(f)$ représentant la transformée de Fourier de la fonction $x(t)$ et la notation $\overline{\tilde{x}(f)}$ représentant le complexe de la fonction $\tilde{x}(f)$.

De même, nous avons :

$$\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \tilde{\Gamma}_{\delta\varphi_k^{(1)}\delta\varphi_k^{(2)}}^{(T)}(f) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \tilde{\delta\varphi}_k^{(1)}(f) \overline{\tilde{\delta\varphi}_k^{(2)}(f)} \quad (2.90)$$

$$= \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \tilde{\varphi}_k^{(1)} \overline{\tilde{\varphi}_k^{(2)}} + \tilde{\varphi}_k^{(1)} \overline{\tilde{\beta}_k^{(2)}} + \tilde{\beta}_k^{(1)} \overline{\tilde{\varphi}_k^{(2)}} + \tilde{\beta}_k^{(1)} \overline{\tilde{\beta}_k^{(2)}} \quad (2.91)$$

Dans le cas où les signaux utiles sont strictement identiques, nous avons :

$$\tilde{\alpha}_k^{(1)}(f) = \tilde{\alpha}_k^{(2)}(f) = \tilde{\alpha}_k(f) \quad (2.92)$$

$$\tilde{\varphi}_k^{(1)}(f) = \tilde{\varphi}_k^{(2)}(f) = \tilde{\varphi}_k(f) \quad (2.93)$$

Il vient alors :

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \tilde{\Gamma}_{\delta\alpha_k^{(1)}\delta\alpha_k^{(2)}}^{(T)}(f) = TS_{\alpha}(f) + \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{T}{N} \sum_{k=1}^N \tilde{\alpha}_k \overline{\tilde{b}_k^{(2)}} + \tilde{b}_k^{(1)} \overline{\tilde{\alpha}_k} + \tilde{b}_k^{(1)} \overline{\tilde{b}_k^{(2)}} \quad (2.94)$$

De même pour les fluctuations de phase, nous avons l'expression :

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \tilde{\Gamma}_{\delta\varphi_k^{(1)}, \delta\varphi_k^{(2)}}^{(T)}(f) = TS_{\varphi}(f) + \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{T}{N} \sum_{k=1}^N \overline{\varphi_k \beta_k^{(2)}} + \beta_k^{(1)} \overline{\varphi_k} + \beta_k^{(1)} \overline{\beta_k^{(2)}} \quad (2.95)$$

Enfin si $\alpha(t)$, $b_k^{(1)}(t)$ et $b_k^{(2)}(t)$ (respectivement $\varphi(t)$, $\beta_k^{(1)}(t)$ et $\beta_k^{(2)}(t)$) sont trois processus décorrelés, les termes croisés tendent vers 0 et nous obtenons :

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \tilde{\Gamma}_{\delta\alpha_k^{(1)}, \delta\alpha_k^{(2)}}^{(T)}(f) = TS_{\alpha}(f) \quad (2.96)$$

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \tilde{\Gamma}_{\delta\varphi_k^{(1)}, \delta\varphi_k^{(2)}}^{(T)}(f) = TS_{\varphi}(f) \quad (2.97)$$

L'implémentation d'un algorithme de corrélations croisées permet donc de réduire la densité spectrale de puissance du bruit de mesure et donc la réduction du plancher de mesure du banc. La contrepartie de cette méthode est une augmentation importante du temps de mesure.

2.A.3 Bancs de mesure commerciaux

Des bancs de mesure commerciaux permettent de mesurer directement la densité spectrale de puissance de bruit des signaux microondes. Citons notamment l'analyseur SSA E5052B de Agilent, le R&S®FSUP SSA de Rhode & Schwarz et le PN9000 de Aeroflex (devenu depuis Noise XT). Le principe de fonctionnement de ces systèmes est assez proche de celui des bancs que nous avons développé. Une boucle à verrouillage de phase est implémentée afin d'asservir la fréquence de l'oscillateur local sur celle du signal caractérisé (figure 2.25). Les modèles se différencient principalement par la qualité de leur oscillateur local et des performances de leur algorithme de calcul de la densité spectrale de puissance de bruit. Notons que les systèmes d'Agilent et de Rhodes Schwarz permettent la réduction de leur plancher de mesure par la méthode de corrélations croisées.

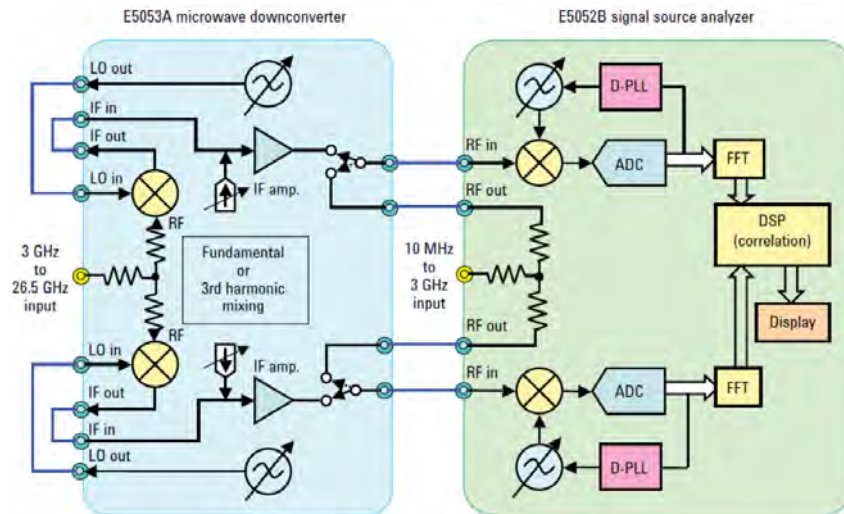


FIGURE 2.25 – Schéma de principe du SSA E5052 d'Agilent (extrait de la fiche technique éditée par Agilent Technologies).

2.B Annexes : Mesure du bruit de phase résiduel d'un composant microonde

Nous présentons ici le banc de mesure du bruit de phase résiduel d'un composant microonde. Celui-ci a été développé au LAAS et est présenté dans [131]. Le dispositif, représenté figure 2.26, est basé sur un détecteur de phase par comparaison à une voie de référence, injecté par un oscillateur local très faible bruit. Le signal en entrée de discriminateur s'écrit :

$$V(t) = A_0(1 + \alpha(t)) \cos(2\pi f_0 t + \varphi(t)) \quad (2.98)$$

avec A_0 l'amplitude du signal, $\alpha(t)$ les fluctuations de l'amplitude et $\varphi(t)$ les fluctuations de la phase du signal. $\alpha(t)$ et $\varphi(t)$ sont des processus aléatoires de moyenne nulle variant lentement par rapport à f_0 .

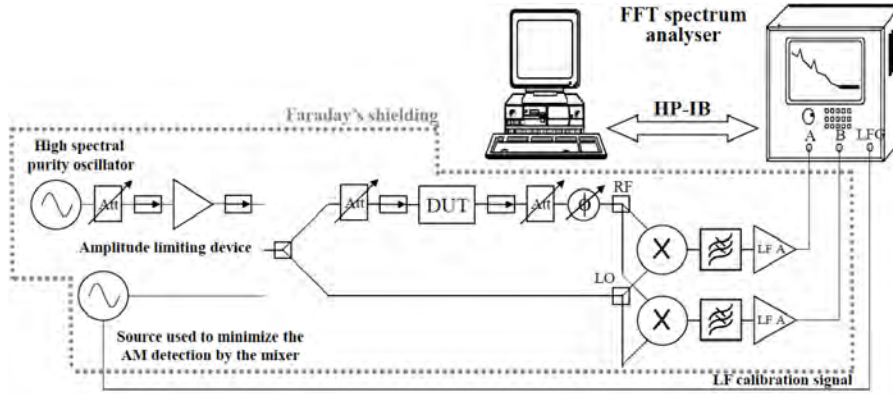


FIGURE 2.26 – Schéma du banc de mesure du bruit de phase résiduel d'un composant microonde développé au LAAS (extrait de [131]). Le composant étudié est représenté sur le schéma par le bloc « DUT ».

Le composant étudié est placé sur un des deux bras du discriminateur de fréquence. La recombinaison en quadrature des signaux issus de chaque bras de l'interféromètre avec un mélangeur microonde génère au premier ordre un signal proportionnel à la différence de phase entre les deux signaux. Ce signal est ensuite amplifié par un amplificateur basse fréquence et traité par un analyseur FFT. Au premier ordre, le signal après mélangeur et amplificateur s'écrit [131] :

$$V(t) = G_{\text{ampli}} (K_{\text{mix}} \varphi_{\text{DUT}}(t) + K_{\tau} \varphi(t) + K_{\text{mix}} \varphi_{\text{mix}}(t) + K_{\alpha, \varphi} \alpha(t) + \Delta V_{\text{amp}}(t)) \quad (2.99)$$

avec G_{ampli} le gain de l'amplificateur, K_{mix} un facteur de conversion du mélangeur dépendant de la puissance des signaux aux entrées du composant, $\varphi_{\text{DUT}}(t)$ les fluctuations de phase introduites par le composant étudié, K_{τ} un facteur correspondant au retard parasite entre les deux voies, $K_{\alpha, \varphi}$ un coefficient de conversion du bruit d'amplitude vers le bruit de phase par le mélangeur, $\varphi_{\text{mix}}(t)$ les fluctuations de phase dues au mélangeur et $\Delta V_{\text{amp}}(t)$ le bruit de l'amplificateur.

La densité spectrale de puissance du bruit de phase résiduel introduit par le composant est alors calculée par un ordinateur à partir des données de l'analyseur FFT. Le développement d'un algorithme de corrélations croisées permet de diminuer le plancher de mesure dû au bruit du mélangeur et de l'amplificateur autorisant la mesure de bruits très faibles. De même, l'optimisation du point de fonctionnement du mélangeur réduit fortement le facteur de conversion

du bruit d'amplitude vers le bruit de phase par le mélangeur [131]. Un plancher de bruit de mesure de -180 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse à 3,5 GHz est obtenu pour une corrélation de 200 spectres.

2.C Annexes : Mesure des densités spectrales de puissance du bruit d'intensité relatif et du bruit de phase d'une onde optique

Nous présentons dans cette annexe les bancs utilisés pour mesurer les densités spectrales de puissance du bruit d'intensité relatif et du bruit de phase d'un faisceau laser. Pour cela, nous considérons le champs électrique $E(t)$ du mode laser défini comme :

$$E(z, t) = E_0(1 + \epsilon(t))e^{-i(2\pi\nu t + \phi(t))} + cc \quad (2.100)$$

avec E_0 l'amplitude du champ, ν sa fréquence optique et ϵ les fluctuations relatives de l'amplitude (respectivement $\phi(t)$ les fluctuations de la phase) du champ électrique. $\epsilon(t)$ et $\phi(t)$ sont des processus aléatoires de moyenne nulle variant lentement par rapport à $2\pi\nu t$.

2.C.1 Mesure du bruit d'intensité relatif d'un mode Laser

Le dispositif de mesure du bruit d'intensité est présenté figure 2.27. Le faisceau optique est détecté par une photodiode « rapide ». Au premier ordre, le signal délivré par la photodiode vaut :

$$i_{ph} = \eta_{ph} E_0^2 (1 + \alpha(t)) \quad (2.101)$$

avec $\alpha(t)$ les fluctuations relatives du photocourant égales au bruit d'intensité relatif. Au premier ordre, $\alpha(t) \approx 2\epsilon(t)$.

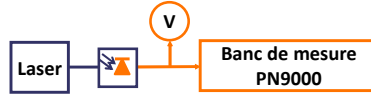


FIGURE 2.27 – Schéma du banc de mesure du bruit d'intensité relatif du mode laser.

Le signal est injecté sur l'entrée « bande de base » du banc de mesure PN9000. La tension appliquée sur cette entrée s'exprime :

$$v_e(t) = \eta_{ph} R_c E_0^2 (1 + \alpha(t)) \quad (2.102)$$

avec R_c la résistance de charge du banc de mesure.

La valeur moyenne de ce signal, notée $\langle v_e \rangle$ est mesurée avec un voltmètre et sa densité spectrale de bruit de tension, notée S_{v_e} , est estimée par le banc PN9000. La densité spectrale du bruit d'intensité relatif est obtenu par la normalisation de la densité spectrale de bruit de tension par la tension moyenne du signal au carré. Nous avons ainsi :

$$S_\alpha = \frac{1}{|\langle v_e \rangle|^2} S_{v_e} \quad (2.103)$$

2.C.2 Mesure du bruit de phase optique d'un mode Laser

Le banc développé par le laboratoire OTS de TRT afin de mesurer la densité spectrale de puissance de bruit de phase optique d'un mode laser est représenté figure 2.28. Le faisceau en sortie de cavité laser est séparé par un coupleur optique. Une sortie du coupleur notée « voie 1 »

est connectée à une fibre optique de longueur L (équivalent à un retard τ), la seconde sortie notée « voie 2 » est envoyée sur un modulateur acousto-optique et modulée à la fréquence f_{AO} . Les signaux des deux voies sont ensuite recombinaés avec un coupleur 50-50 et envoyés sur un photodétecteur. La valeur du premier coupleur est choisie afin d'équilibrer la puissance des deux signaux en entrée du second coupleur. Le champs électrique du signal injecté sur le photodétecteur s'écrit :

$$E_p(z, t) = E_1(1 + \epsilon(t))e^{-i(2\pi(\nu+f_{AO})t+\phi(t))} + E_2(1 + \epsilon(t - \tau))e^{-i(2\pi\nu(t-\tau)+\phi(t-\tau))} + cc \quad (2.104)$$

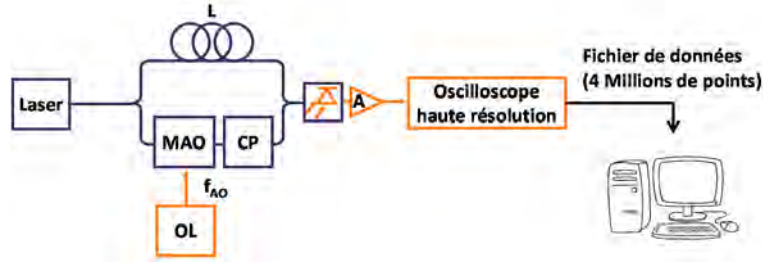


FIGURE 2.28 – Schéma du banc de mesure du bruit de phase optique d'un mode laser. OL : Oscillateur Local, CP : Contrôleur de polarisation, MAO : Modulateur Acousto-optique.

La puissance optique détectée par le photodiode s'écrit alors :

$$P_p = |E_p(z, t)|^2 \quad (2.105)$$

$$\approx |E_1(1 + \epsilon(t))|^2 + |E_2(1 + \epsilon(t - \tau))|^2 \quad (2.106)$$

$$+ 2E_1E_2(1 + \epsilon(t) + \epsilon(t - \tau)) \cos(2\pi f_{AO}t - \nu\tau + \Delta\phi)$$

$$\text{avec } \Delta\phi = \phi(t) - \phi(t - \tau) \quad (2.107)$$

$$(2.108)$$

La composante modulée du signal en sortie de photodiode est amplifiée et numérisée par un oscilloscope haute résolution. Il s'écrit alors :

$$V_{BF}(t) = A(1 + \epsilon(t) + \epsilon(t - \tau)) \cos(2\pi f_{AO}t - \nu\tau + \Delta\phi) \quad (2.109)$$

$$(2.110)$$

avec A l'amplitude du signal dépendant des amplitudes E_1 et E_2 , du facteur de conversion de la photodiode, du gain de l'amplificateur, des pertes des câbles et des connecteurs. Un traitement similaire à celui présenté dans la partie 2.A.1 permet d'extraire le terme de variation de phase $\Delta\phi$ de l'expression 2.109. Le calcul de sa DSP par l'expression 2.82 donne alors :

$$S_{\Delta\phi}(f) \approx \frac{|\text{TF}\{\Delta\phi\}|^2}{T} \quad (2.111)$$

$$= \frac{|\text{TF}\{\phi(t) - \phi(t - \tau)\}|^2}{T} \quad (2.112)$$

$$= \frac{|\text{TF}\{\phi(t)\} - \text{TF}\{\phi(t - \tau)\}|^2}{T} \quad (2.113)$$

$$= \left|1 - e^{-i2\pi f\tau}\right|^2 \frac{|\text{TF}\{\phi(t)\}|^2}{T} \quad (2.114)$$

La DSP du bruit de phase du mode laser est ainsi estimée à partir de la DSP de bruit de phase du signal envoyé sur l'oscilloscope par la relation :

$$S_{\phi}(f) = \frac{1}{|1 - e^{-i2\pi f\tau}|^2} S_{\Delta\phi}(f) \quad (2.115)$$

2.D Annexes : Etude du filtre de boucle

Nous étudions dans cette partie la fonction de transfert du filtre de boucle réalisé pour la stabilisation du battement délivré par le laser bifréquence. Nous calculons également les densités spectrales de puissance de bruit de tension des différents étages.

2.D.1 Calcul des fonctions de transfert

Les différents étages de la carte sont schématisés figure 2.29.

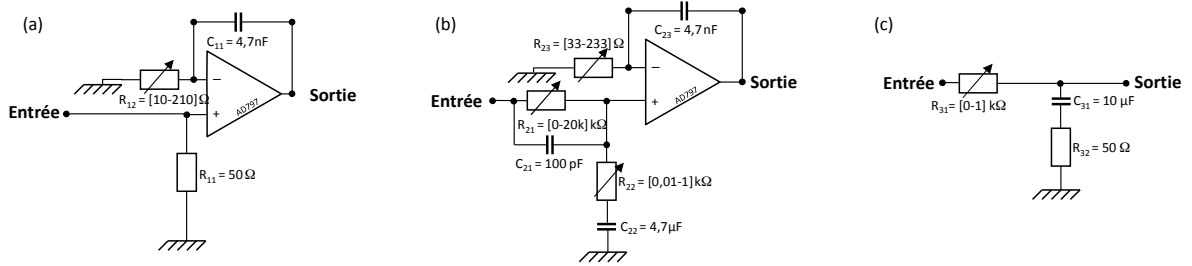


FIGURE 2.29 – Schéma des différents étages de la carte OFLL.

Premier étage : Intégrateur 1

Le premier étage du filtre est un montage intégrateur non-inverseur. Nous calculons sa fonction de transfert $F_3^{(1)}(2i\pi f)$ en supposant l'amplificateur opérationnel parfait (i.e. $V^+(i\omega) = V^-(i\omega)$). Nous en déduisons la fonction de transfert du premier étage suivante :

$$F_3^{(1)}(i\omega) = \frac{1 + i\omega R_{12}C_{11}}{i\omega R_{12}C_{11}} \quad (2.116)$$

L'utilisation d'un potentiomètre comme résistance R_{12} permet d'accorder le gain (i.e. la bande passante d'intégration) de l'étage (Figure 2.30). Notons qu'en pratique, le gain basse fréquence de l'étage est limité par l'amplificateur opérationnel.

Deuxième étage : Dérivateur + Intégrateur 2

Le second étage du filtre est basé sur un intégrateur similaire à l'étage précédente. Pour des questions de stabilité de boucle, nous ajoutons un filtre dérivateur passif sur l'entrée V^+ de l'amplificateur opérationnel et dont la bande passante de dérivation est accordable. Notons qu'il est possible de court-circuiter cet étage avec une valeur de résistance R_{21} nulle. La fonction de transfert $F_3^{(2)}(2i\pi f)$ de cet étage est alors :

$$F_3^{(2)}(i\omega) = \left(\frac{(1 + i\omega R_{21}C_{21})(1 + i\omega R_{22}C_{22})}{i\omega R_{21}C_{22} + (1 + i\omega R_{21}C_{21})(1 + i\omega R_{22}C_{22})} \right) \times \left(\frac{1 + i\omega R_{23}C_{23}}{i\omega R_{23}C_{23}} \right) \quad (2.117)$$

L'évolution de la fonction de transfert de l'étage en fonction de R_{23} est similaire à celle de l'étage précédent. Nous ne traçons ici que les diagrammes de Bode de $F_3^{(2)}(2i\pi f)$ pour différentes valeurs de R_{21} et R_{22} (Figure 2.31 et 2.32). Il apparaît que R_{21} permet de contrôler la fréquence de coupure basse de la bande passante de dérivation alors que R_{22} agit sur la fréquence de coupure haute. Nous remarquons que l'étage dérivateur agit comme un intégrateur aux basses fréquences.

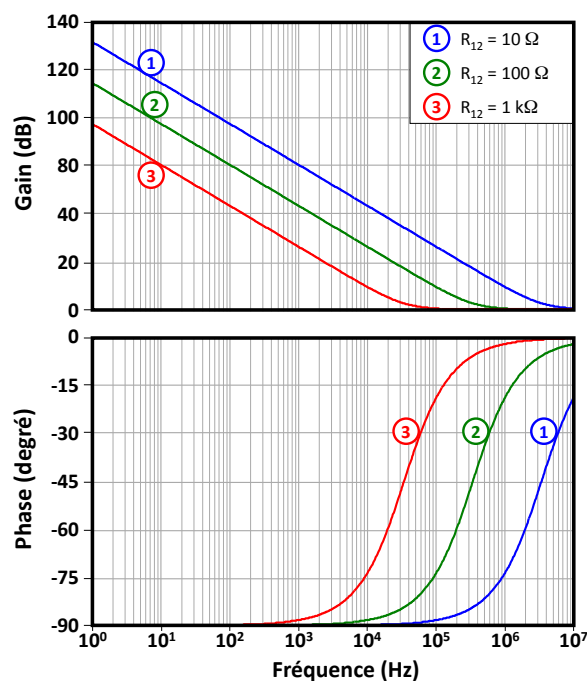


FIGURE 2.30 – Diagramme de Bode de la fonction de transfert $F_3^{(1)}(2i\pi f)$ correspondant au premier étage du filtre de boucle (étage intégrateur) pour trois valeurs de la résistance variable R_{12}

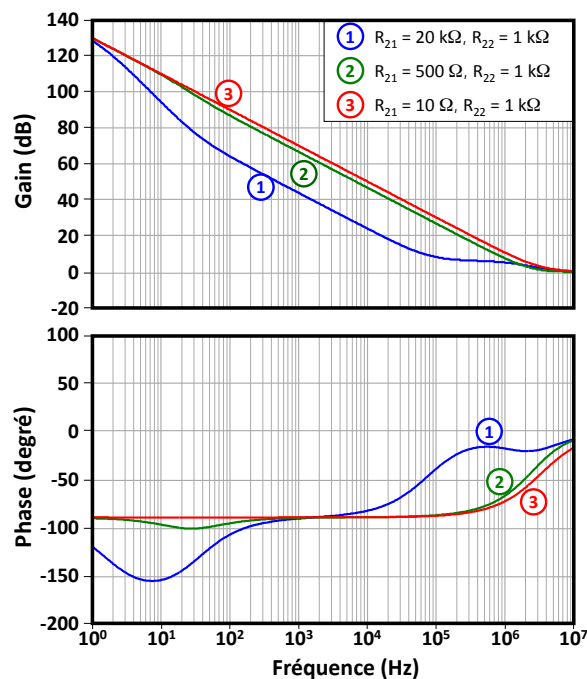


FIGURE 2.31 – Diagramme de Bode de la fonction de transfert $F_3^{(2)}(2i\pi f)$ correspondant au deuxième étage du filtre de boucle (étage intégrateur + dérivateur) pour trois valeurs de la résistance variable R_{21}

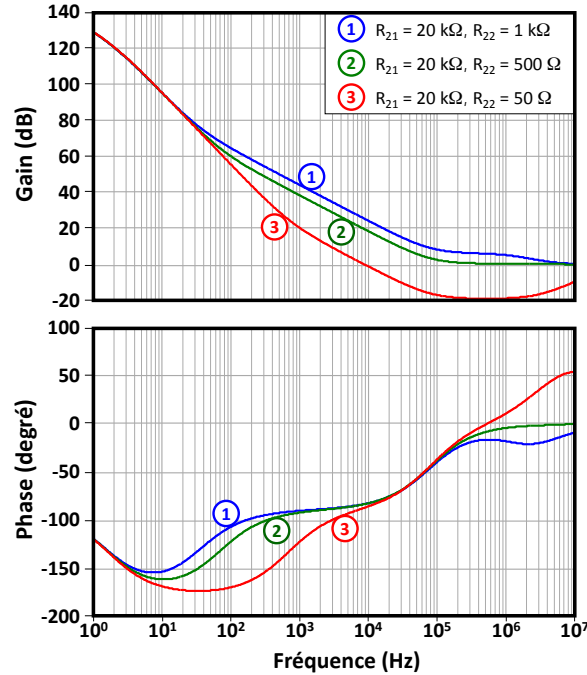


FIGURE 2.32 – Diagramme de Bode de la fonction de transfert $F_3^{(2)}(2i\pi f)$ correspondant au deuxième étage du filtre de boucle (étage intégrateur + dérivateur) pour trois valeurs de la résistance variable R_{22}

Troisième étage : Gain

Le troisième est un étage de gain passif (type pont diviseur). Sa fonction de transfert $F_3^{(3)}(i\omega)$ est :

$$F_3^{(3)}(i\omega) = \frac{1 + i\omega R_{32}C_{31}}{1 + i\omega(R_{31} + R_{32})C_{31}} \quad (2.118)$$

2.D.2 Calcul de la densité spectrale de puissance de bruit de tension du filtre de boucle

Nous calculons dans cette partie la densité spectrale de puissance de bruit de tension des différents étages du filtre de boucle. Les sources de bruit considérées sont :

- le bruit thermique des résistances dont la densité spectrale de puissance de bruit de tension (exprimée en V²/Hz) est définie par $\overline{v_{thn}^2} = 4k_b T R_n$ avec k_b la constante de Boltzmann, R_n et T respectivement la valeur de la la résistance et de la température,
- le bruit de tension de l'amplificateur opérationnel (AO) notée $\overline{v_{ao}^2}$,
- le bruit de courant de l'AO $\overline{i_{ao}^2} \approx \overline{i_{ao}^+{}^2} \approx \overline{i_{ao}^-{}^2}$.

Nous présentons Figure 2.34 le schéma équivalent des trois étages du filtre de boucle utilisés pour la modélisation du bruit. D'après la fiche technique de l'AO « AD797 », nous avons les valeurs suivantes :

$$\overline{v_{ao}^2} = v_0^2 \times \left(1 + \frac{f_c}{f}\right) \quad (2.119)$$

$$\overline{i_{ao}^2} = i_0^2 \quad (2.120)$$

avec $v_0 = 0,9 \cdot 10^{-9} \text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$, $i_0 = 2 \cdot 10^{-12} \text{A}/\sqrt{\text{Hz}}$, $f_c = 500 \text{ Hz}$.

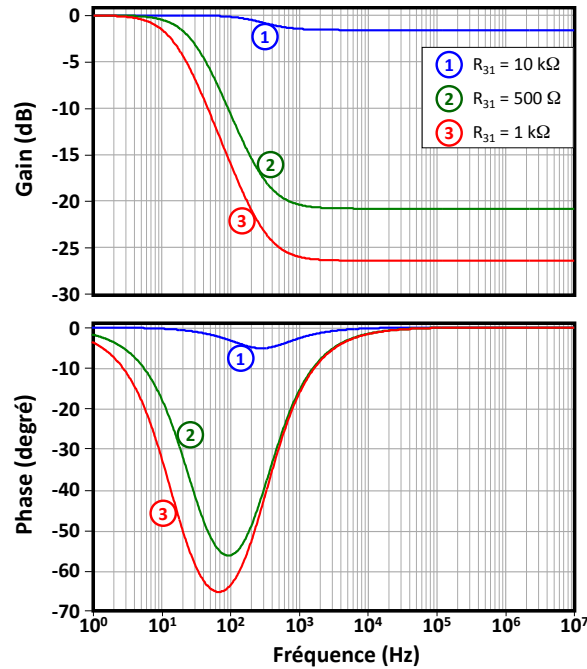


FIGURE 2.33 – Diagramme de Bode de la fonction de transfert $F_3^{(3)}(2i\pi f)$ correspondant au troisième étage du filtre de boucle (étage de gain) pour trois valeurs de la résistance variable R_{31}

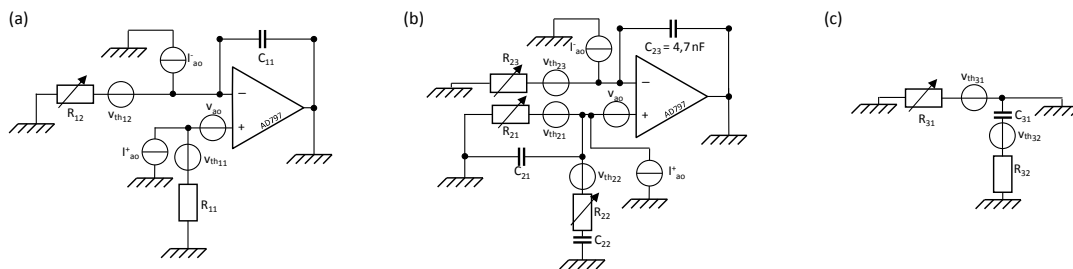


FIGURE 2.34 – Schéma équivalent des trois étages de la carte OFLL pour le calcul des différentes sources de bruit de tension et de courant. v_{thn} correspond au bruit thermique de la résistance R_n , v_{ao} est le bruit de tension de l’amplificateur opérationnel et i_{ao}^+ le bruit de courant de l’entrée V^+ (respectivement i_{ao}^-) le bruit du courant de l’entrée V^- de l’amplificateur opérationnel.

Premier étage : Intégrateur 1

Les densités spectrales de puissance de bruit de tension des différentes sources de bruit rapportées en entrée d'AO sont :

$$\overline{v_{ao}^-}^2 = v_0^2 \times \left(1 + \frac{f_c}{f}\right) \quad (2.121)$$

$$\overline{v_{i_{ao}^+}}^2 = R_{11}^2 i_0^2 \quad (2.122)$$

$$\overline{v_{i_{ao}^-}}^2 = \left| \frac{R_{12}}{1 + i\omega R_{12} C_{11}} \right|^2 i_0^2 \quad (2.123)$$

$$\sum_n \overline{v_{thn}^-}^2 = 4k_b T \left(R_{11} + \left| \frac{1}{1 + i\omega R_{12} C_{11}} \right|^2 R_{12} \right) \quad (2.124)$$

Deuxième étage : Dérivateur + Intégrateur 2

Les densités spectrales de puissance de bruit de tension des différentes sources de bruit rapportées en entrée d'AO sont :

$$\overline{v_{ao}^-}^2 = v_0^2 \times \left(1 + \frac{f_c}{f}\right) \quad (2.125)$$

$$\overline{v_{i_{ao}^+}}^2 = \left| \frac{R_{21} (1 + i\omega R_{22} C_{22})}{(1 + i\omega R_{21} C_{21}) (1 + i\omega R_{22} C_{22}) + i\omega R_{21} C_{22}} \right|^2 i_0^2 \quad (2.126)$$

$$\overline{v_{i_{ao}^-}}^2 = \left| \frac{R_{23}}{1 + i\omega R_{23} C_{23}} \right|^2 i_0^2 \quad (2.127)$$

$$\begin{aligned} \sum_n \overline{v_{thn}^-}^2 &= 4k_b T \left(\left| \frac{1 + i\omega R_{22} C_{22}}{(1 + i\omega R_{22} C_{22}) (1 + i\omega R_{21} C_{21}) + i\omega R_{21} C_{22}} \right|^2 R_{21} \right. \\ &\quad + \left| \frac{i\omega R_{21} C_{22}}{(1 + i\omega R_{22} C_{22}) (1 + i\omega R_{21} C_{21}) + i\omega R_{21} C_{22}} \right|^2 R_{22} \\ &\quad \left. + \left| \frac{1}{1 + i\omega R_{23} C_{23}} \right|^2 R_{23} \right) \quad (2.128) \end{aligned}$$

Troisième étage : Gain

Les densités spectrales de puissance de bruit de tension des différentes sources de bruit rapportées en entrée d'AO sont :

$$\sum_n \overline{v_{thn}^-}^2 = 4k_b T \left(\left| \frac{1 + i\omega R_{32} C_{31}}{(1 + i\omega (R_{31} + R_{32}) C_{31})} \right|^2 R_{31} + \left| \frac{i\omega R_{31} C_{31}}{(1 + i\omega (R_{31} + R_{32}) C_{31})} \right|^2 R_{32} \right) \quad (2.129)$$

2.E Annexes : Fiches techniques des composants utilisés pour le discriminateur de fréquence optoélectronique

2.E.1 Mélangeur doublement équilibré « ZX05-153+ » de Mini-Circuits

Coaxial Frequency Mixer WIDE BAND

ZX05-153+

Level 7 (LO Power +7 dBm) 3400 to 15000 MHz



Maximum Ratings

Operating Temperature	-40°C to 85°C
Storage Temperature	-55°C to 100°C
RF Power	50mW

Permanent damage may occur if any of these limits are exceeded.

Coaxial Connections

LO	2
RF	3
IF	1

Features

- wide bandwidth, 3400 to 15000 MHz
- low conversion loss, 6.8 dB typ.
- high L-R isolation, 36 dB typ.
- excellent IF BW, DC to 4000 MHz
- rugged construction
- small size
- useable as up and down converter
- protected by US patents, 6,790,049 and 7,027,795

Applications

- satellite up and down converters
- defense radar and communications
- line of sight links
- federal fixed service
- WiFi
- blue tooth
- VSAT
- ISM

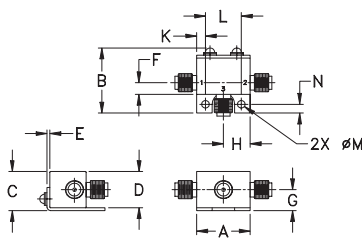
Electrical Specifications

FREQUENCY (MHz)	CONVERSION LOSS* (dB)	LO-RF ISOLATION (dB)		LO-IF ISOLATION (dB)		IP3 at center band (dBm)
		Typ.	Min.	Typ.	Min.	
3400-15000	DC-4000					Typ.
3400-10000		6.5	0.3	9.9		11
10000-13500		11.0	0.7	13.5		13
13500-15000		8.0	0.4	10.4		10

1 dB COMPR.: +1 dBm typ.

* Conversion loss at 30 MHz IF. σ is a measure of repeatability from unit to unit.

Outline Drawing



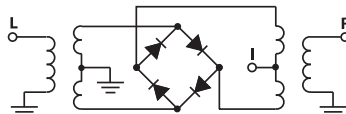
Outline Dimensions (inch/mm)

A	B	C	D	E	F	G
.74	.90	.54	.50	.04	.16	.29
18.80	22.86	13.72	12.70	1.02	4.06	7.37
H	J	K	L	M	N	wt
.37	--	.122	.496	.106	.122	grams
9.40	--	3.10	12.60	2.69	3.10	20.0

Typical Performance Data

Frequency (MHz)	Conversion Loss (dB)		Isolation L-R (dB)		VSWR RF Port (:1)		VSWR LO Port (:1)	
	RF	LO	LO	LO	LO	LO	LO	LO
		+7dBm	+7dBm	+7dBm	+7dBm	+7dBm		
3389.10	3419.10	7.73	53.72	19.87	2.92	19.76		
4009.10	4039.10	6.26	42.23	19.60	2.93	7.70		
4598.10	4628.10	5.95	39.41	15.55	2.35	4.74		
5218.10	5248.10	6.49	37.60	13.58	3.34	2.49		
5807.10	5837.10	6.37	36.28	14.94	3.21	1.48		
6427.10	6457.10	6.16	37.57	16.85	2.78	2.17		
7016.10	7046.10	6.01	38.42	17.33	2.13	3.44		
7605.10	7635.10	5.89	37.05	14.68	1.68	4.09		
8194.10	8224.10	5.93	33.03	14.75	1.99	3.95		
8814.10	8844.10	6.35	37.00	22.36	3.22	3.20		
9992.10	10022.10	9.08	30.28	18.43	5.39	1.81		
10612.10	10642.10	9.48	36.89	23.48	5.74	1.92		
11201.10	11231.10	9.64	38.60	28.40	5.74	2.02		
11821.10	11851.10	9.82	35.13	31.35	5.36	2.13		
12410.10	12440.10	10.48	35.91	37.37	5.13	2.52		
13030.10	13060.10	8.58	26.54	37.69	4.43	4.01		
13495.10	13525.10	8.62	24.19	32.08	4.23	6.24		
14022.10	14052.10	8.93	27.62	26.87	3.89	8.72		
14611.10	14641.10	8.94	32.10	19.38	3.24	10.96		
15014.10	15044.10	9.04	22.03	15.17	1.95	8.90		

Electrical Schematic



P.O. Box 350166, Brooklyn, New York 11235-0003 (718) 934-4500 Fax (718) 332-4661 The Design Engineers Search Engine Provides ACTUAL Data Instantly at minicircuits.com

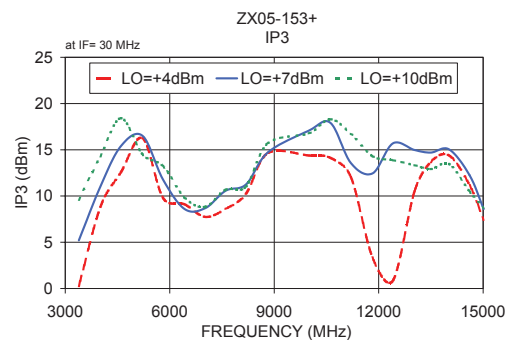
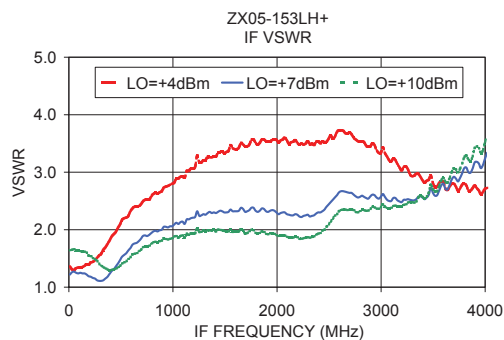
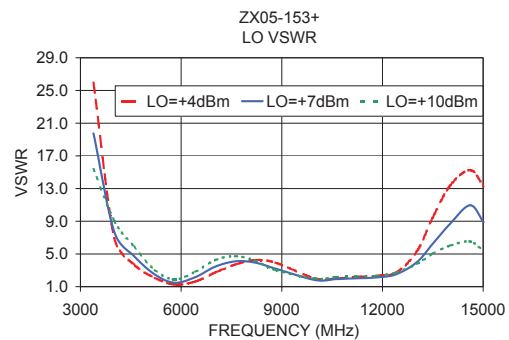
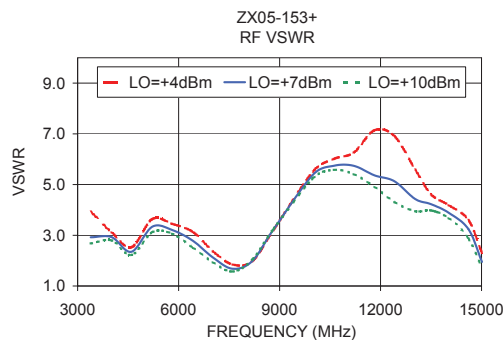
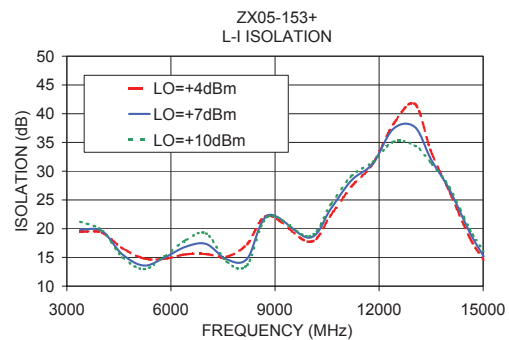
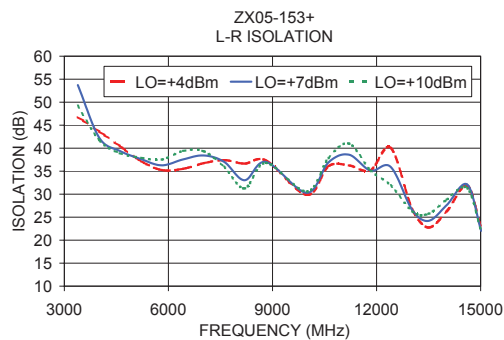
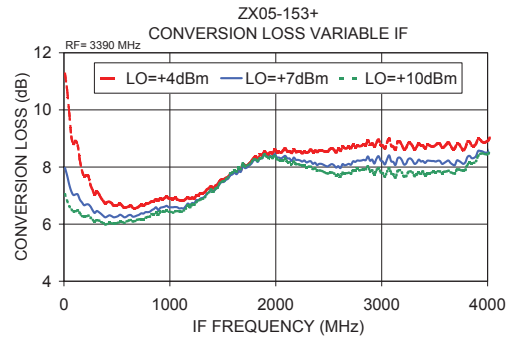
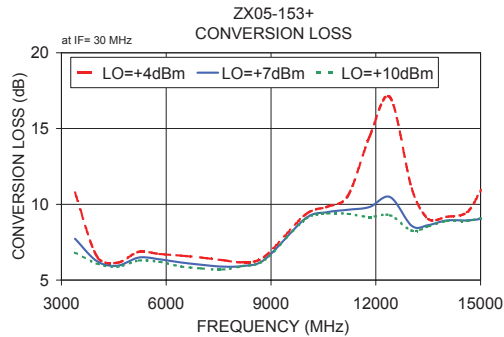
Notes: 1. Performance and quality attributes and conditions not expressly stated in this specification sheet are intended to be excluded and do not form a part of this specification sheet. 2. Electrical specifications and performance data contained herein are based on Mini-Circuit's applicable established test performance criteria and measurement instructions. 3. The parts covered by this specification sheet are subject to Mini-Circuits standard limited warranty and terms and conditions (collectively, "Standard Terms"); Purchasers of this part are entitled to the rights and benefits contained therein. For a full statement of the Standard Terms and the exclusive rights and remedies thereunder, please visit Mini-Circuits' website at www.minicircuits.com/NCLStore/terms.jsp.

For detailed performance specs & shopping online see web site

REV OR
M11660
ZX05-153+
ED-12902/8
DJ/AM
091007
Page 1 of 2

Performance Charts

ZX05-153+



For detailed performance specs & shopping online see web site

P.O. Box 350166, Brooklyn, New York 11235-0003 (718) 934-4500 Fax (718) 332-4661 The Design Engineers Search Engine Provides ACTUAL Data Instantly at minicircuits.com

Notes: 1. Performance and quality attributes and conditions not expressly stated in this specification sheet are intended to be excluded and do not form a part of this specification sheet. 2. Electrical specifications and performance data contained herein are based on Mini-Circuit's applicable established test performance criteria and measurement instructions. 3. The parts covered by this specification sheet are subject to Mini-Circuits standard limited warranty and terms and conditions (collectively, "Standard Terms"); Purchasers of this part are entitled to the rights and benefits contained therein. For a full statement of the Standard Terms and the exclusive rights and remedies thereunder, please visit Mini-Circuits' website at www.minicircuits.com/MCLStore/terms.jsp.

2.E.2 Amplificateurs microondes « ZX60-5916M+ » de Mini-Circuits

Coaxial
Amplifier

ZX60-5916M+

50Ω High Isolation 1.5 to 5.9 GHz



Features

- from 2.8V to 5V operation
- wide bandwidth, 1.5 to 5.9 GHz
- high active directivity, 25 dB typ.
- output power, up to 14.5 dBm typ.
- protected by US patent 6,790,049

Applications

- buffer amplifier
- LO amplifiers for mixers
- cellular
- PCN

CASE STYLE: GC957

Connectors	Model	Price	Qty.
SMA	ZX60-5916M-S+	\$59.95 ea.	(1-9)

+RoHS Compliant
The +Suffix identifies RoHS Compliance. See our web site for RoHS Compliance methodologies and qualifications

Electrical Specifications T_{AMB}=25°C

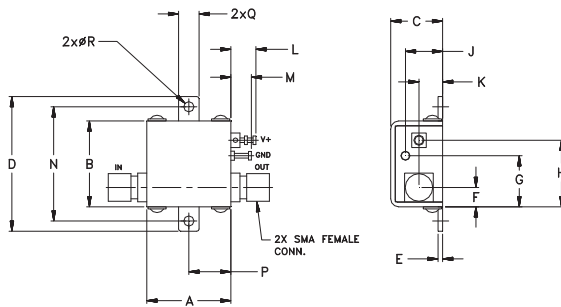
MODEL NO.	FREQ. (GHz)		DC VOLTS (V)	GAIN, dB Typical					MAXIMUM POWER (dBm)			DYNAMIC RANGE			VSWR (-1) Typ.		ACTIVE DIRECTIVITY (dB) (Isolation-Gain)	DC OPERATING CURRENT @ Pin V+ (mA)		
	f _L	f _U		over frequency, GHz					Output (1 dB Comp.) Typ.		NF (dB) Typ.	IP3 (dBm) Typ.		In	Out	Typ		Typ	Max.	
	1.5	5.9		1.5	2.0	3.5	5.0	5.9	Min. at 2 GHz	f _L		f _U	Input (no damage)							at 2 GHz
ZX60-5916M+	1.5	5.9	5.0 2.8	13.6	14.6	14.7	16.5	11.5	—	14.5	15.7	10	6.4	28.3	28.9	2.5	1.4	25	73	96

Maximum Ratings

Operating Temperature	-40°C to 85°C case
Storage Temperature	-55°C to 100°C
DC Voltage	7V
Input Power(no damage)	10 dBm
Power	500mW

Permanent damage may occur if any of these limits are exceeded.

Outline Drawing



Outline Dimensions (inch/mm)

A	B	C	D	E	F	G	H	J	K	L	M	N	P	Q	R	wt
.74	.75	.46	1.18	.04	.17	.45	.59	.33	.21	.22	.18	1.00	.37	.18	.106	grams
18.80	19.05	11.68	29.97	1.02	4.32	11.43	14.99	8.38	5.33	5.59	4.57	25.40	9.40	4.57	2.69	23.0

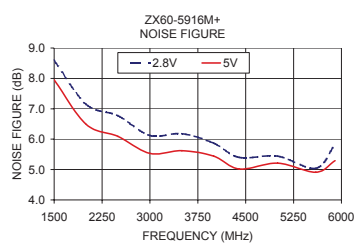
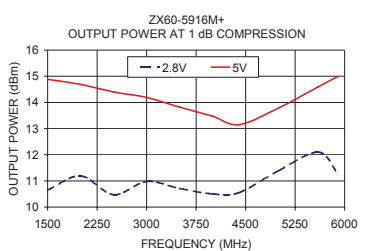
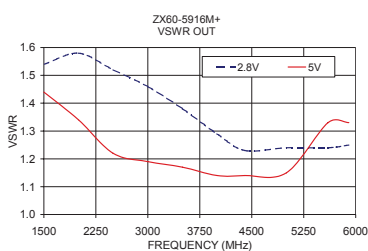
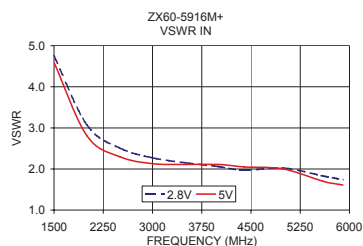
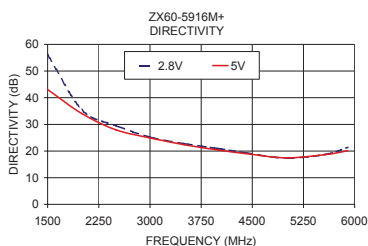
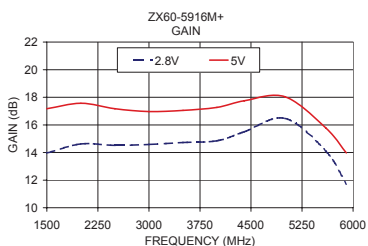
Notes

- A. Performance and quality attributes and conditions not expressly stated in this specification document are intended to be excluded and do not form a part of this specification document.
- B. Electrical specifications and performance data contained in this specification document are based on Mini-Circuit's applicable established test performance criteria and measurement instructions.
- C. The parts covered by this specification document are subject to Mini-Circuits standard limited warranty and terms and conditions (collectively, "Standard Terms"); Purchasers of this part are entitled to the rights and benefits contained therein. For a full statement of the Standard Terms and the exclusive rights and remedies thereunder, please visit Mini-Circuits' website at www.minicircuits.com/MCLStore/terms.jsp

Typical Performance Data/Curves

ZX60-5916M+

FREQUENCY (MHz)	GAIN (dB)		DIRECTIVITY (dB)		VSWR IN (:1)		VSWR OUT (:1)		NOISE FIGURE (dB)		POUT at 1 dB COMPR. (dBm)	
	2.8V	5V	2.8V	5V	2.8V	5V	2.8V	5V	2.8V	5V	2.8V	5V
1500.00	13.96	17.17	56.17	43.10	4.75	4.59	1.54	1.44	8.59	7.95	10.65	14.88
2000.00	14.62	17.57	35.49	34.05	3.07	2.81	1.58	1.34	7.15	6.49	11.19	14.69
2500.00	14.52	17.17	29.52	27.98	2.51	2.30	1.52	1.22	6.77	6.09	10.47	14.40
3000.00	14.58	16.96	25.18	24.90	2.27	2.13	1.46	1.19	6.12	5.53	10.98	14.19
3500.00	14.72	17.05	22.78	22.37	2.15	2.11	1.38	1.17	6.18	5.62	10.71	13.82
4000.00	14.85	17.27	20.93	20.39	2.06	2.11	1.29	1.14	5.87	5.44	10.50	13.47
4400.00	15.50	17.75	19.31	19.04	1.97	2.05	1.23	1.14	5.40	5.02	10.55	13.15
5000.00	16.48	18.04	17.36	17.44	2.02	2.00	1.24	1.15	5.44	5.21	11.39	13.79
5600.00	14.10	15.78	18.86	18.78	1.83	1.70	1.24	1.33	5.04	4.91	12.10	14.60
5900.00	11.72	13.97	21.38	20.13	1.74	1.61	1.25	1.33	5.82	5.29	11.27	14.99



Notes
 A. Performance and quality attributes and conditions not expressly stated in this specification document are intended to be excluded and do not form a part of this specification document.
 B. Electrical specifications and performance data contained in this specification document are based on Mini-Circuit's applicable established test performance criteria and measurement instructions.
 C. The parts covered by this specification document are subject to Mini-Circuits standard limited warranty and terms and conditions (collectively, "Standard Terms"); Purchasers of this part are entitled to the rights and benefits contained therein. For a full statement of the Standard Terms and the exclusive rights and remedies thereunder, please visit Mini-Circuits' website at www.minicircuits.com/MCLStore/terms.jsp

2.E.3 Laser « Altair »

THALES



Altair

Custom Solid State Dual Frequency Laser Series

KEY FEATURES

- Inherent dual-frequency operation
- 1535 nm wavelength
- Ultra stable and narrow linewidth beatnote generation
- Low phase and intensity noise
- Wide bandwidth and high speed tuning capabilities
- Large temperature range of operation
- Vibration ruggedized

APPLICATIONS

- Optical links in advanced Radar systems
- Interferometry based sensor
- Coherent LIDAR
- Scientific applications



The natural source of optically carried microwave signals !

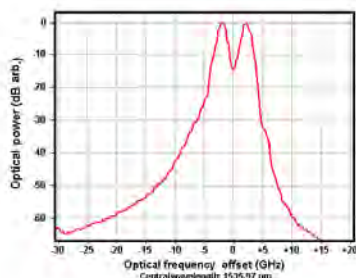
Developed in collaboration with Thales R&T and the University of Rennes

The Altair custom series are solid-state dual-frequency lasers developed for advanced modulation in microwave optical links.

Based on an innovative Er:Yb:Glass quasi-monolithic cavity design, it emits two longitudinal modes with an ultra-stable frequency difference in the GHz range. This frequency difference can be tuned from few MHz up to more than 10 GHz with an outstanding speed, or it can be locked on an external reference.

Specifications include up to 40 mW output power at 1535 nm wavelength, compliant with all telecom devices and EDFAs. It features narrow linewidth, low phase and low intensity noise.

The Altair series can address different applications demanding high beatnote frequency stability and low phase noise such as generation of intensity modulated optical beam for distribution of microwave signals, or as master oscillator for coherent LIDAR or interferometry applications.



Typical output spectrum

www.thales-laser.com

Altair

Custom Solid-State Dual-Frequency Laser Series

Optical specifications (typical)

Altair

Center Wavelength (nm)	1535
Repetition rate	CW
Beam Quality	M ² < 1.05
Output power (mW)	up to 40
Power stability (%rms)	< 1.0
Linewidth (kHz) (each mode)	< 10 kHz
Beatnote phase noise (dBc/Hz) at 10 kHz ¹	-60
Beatnote frequency noise (Hz/√Hz) at 10 kHz ¹	20
Beatnote phase noise (dBc/Hz) at 10 kHz ²	-120
Beatnote amplitude noise (dBc/Hz) at 10 kHz ²	< -125
Tunability range (GHz)	up to 13
Tuning speed (GHz/μs)	up to 10

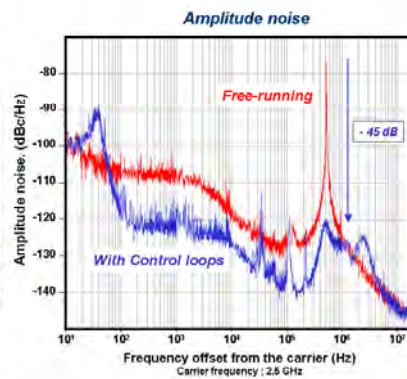
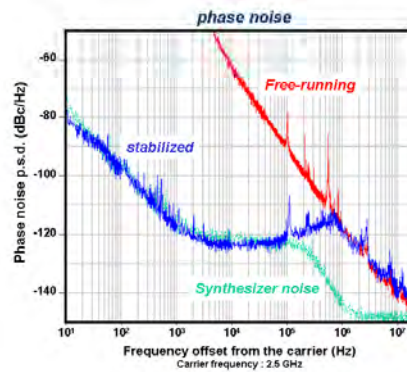
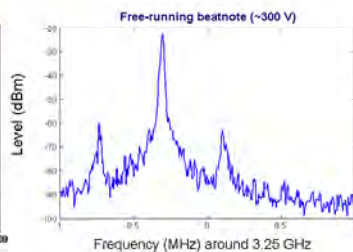
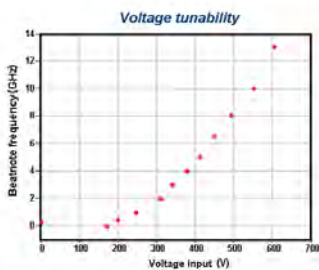
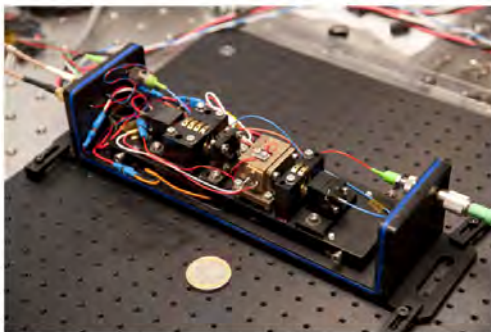
¹ free-running mode

² stabilized on external microwave reference

Other specifications

Power supply	24 V DC
Frequency tuning tension ¹	0 to 600 V
Output	PM fibre
Connector	FC / APC
Polarization output	Both frequencies trans-polarized or co-polarized
Operating temperature range	-20°C to +50°C
Mechanical environment	Compatible with airborne operation
Options	Single or Dual output (one or both frequency per output)

Altair prototype



Europe
Thales Optique S.A.
2, avenue Guy-Lussac - CS 9000
78995 Elancourt Cedex - FRANCE
Tel : +33 (0)1 30 99 70 00
Fax : +33 (0)1 30 99 75 50

Japan
Thales Team Japan
K3 BLDG, #, 1-6-6
Haneda Airport, OTAKU
TOKYO 144-0041 - JAPAN
Tel : 03/561773
Fax : 03/561779

North America
Thales Components Corporation Inc.
405 Commerce Way,
PO Box 540
Totowa, New Jersey 07110-0540 USA
Tel : +1 (973) 849-9000
Fax : +1 (973) 849-9050

Chapitre 3

Oscillateur Optoélectronique Accordable : Optimisation du Système et Architectures Alternatives

Sommaire

Introduction	103
3.1 Conversion du bruit d'amplitude vers le bruit de phase par le mélangeur microonde	103
3.1.1 Etude de la sensibilité du discriminateur de fréquence à une modulation d'amplitude	104
3.1.2 Optimisation de la pureté spectrale de l'oscillateur	107
3.1.3 Conclusion de la réduction de la conversion du bruit d'amplitude vers le bruit de phase par le mélangeur	110
3.2 Conversion du bruit d'intensité de la source optique vers le bruit de phase micronde dans les photodiodes	112
3.2.1 Étude de la conversion du bruit d'intensité de la porteuse optique en bruit de phase microonde par une photodiode « PIN »	112
3.2.2 Optimisation de la pureté spectrale de l'oscillateur	117
3.2.3 Conclusion sur la réduction de la conversion du bruit d'intensité de la porteuse optique en bruit de phase microonde par une photodiode « PIN »	120
3.3 Oscillateur à double boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique . . .	121
3.3.1 Principe et modélisation de la double boucle	121
3.3.2 Résultats expérimentaux	124
3.3.3 Conclusion sur l'oscillateur à deux boucles	127
3.4 Oscillateur à anneau de fibre résonant	128
3.4.1 Développement d'un anneau de fibre résonant	128
3.4.2 Développement d'un laser bifréquence monoaxe doublement accordable	133
3.4.3 Stabilisation des modes optiques d'un laser bifréquence sur les modes de résonance d'un anneau de fibre	136

3.4.4	Conclusion de l'OEO accordable implémenté avec un anneau de fibre résonant	139
	Conclusion	141
3.A	Annexes : Carte d'alimentation stabilisée	143
3.B	Annexes : Résultats de la caractérisation de la sensibilité en amplitude du discriminateur de fréquence optoélectronique.	144
3.C	Annexes : Résultats des mesures de conversion du bruit d'intensité optique vers le bruit de phase microonde par les photodiodes.	147
3.D	Annexes : Modélisation d'un anneau de fibre	149
3.E	Annexes : Fiches techniques des composants utilisés pour le discriminateur de fréquence optoélectronique	152
3.E.1	Mélangeur doublement équilibré « DB0218LW2 » de Miteq	152
3.E.2	Amplificateurs microondes « ZVA183+ » de Mini-Circuits	154
3.F	Annexes : Photographies du dispositif expérimental	157
3.F.1	Photographies de l'oscillateur accordable	157

Introduction

Nous présentons dans ce chapitre l'optimisation de la pureté spectrale de l'oscillateur optoélectronique accordable décrit dans le chapitre précédent. Ces travaux se découpent en deux axes distincts : la réduction du couplage amplitude-phase et l'implémentation de retards optiques alternatifs dans le discriminateur de fréquence.

Dans une première partie, nous caractérisons la sensibilité du discriminateur de fréquence optoélectronique à une modulation d'amplitude. Cette étude permet de déterminer le meilleur point de fonctionnement du mélangeur microonde afin de limiter la conversion du bruit d'amplitude vers le bruit de phase introduit par les dissymétries résiduelles du composant. Nous confirmons ces résultats par la caractérisation de la pureté spectrale de l'oscillateur optoélectronique accordable après optimisation du point de fonctionnement du mélangeur.

Nous étudions dans une seconde partie les variations du déphasage microonde introduit par les photodiodes rapides en fonction de la puissance optique à leurs entrées. Ces variations sont mesurées pour différentes fréquences de modulation et différentes tensions de polarisation de la photodiode. Nous déterminons de ces mesures le point de fonctionnement optimal de chaque photodiode afin de limiter la conversion de RIN du laser vers le bruit de phase du signal hyperfréquence. Ces résultats sont validés par l'amélioration de la pureté spectrale de l'oscillateur après optimisation des tensions de polarisation des photodiodes.

La troisième partie décrit l'implémentation d'une double boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique. Réalisée avec une fibre optique « courte » et une seconde « longue » en parallèle, cette architecture tend à combiner les avantages des deux boucles : une bonne stabilité proche porteuse imposée par le long retard et une large bande passante d'asservissement grâce au retard court.

Nous présentons dans une dernière partie le développement d'un oscillateur optoélectronique accordable implémenté avec un anneau de fibre résonant. Nous rappelons d'abord le principe de base d'un anneau de fibre résonant. Nous décrivons ensuite le laser bifréquence réalisé pour cette nouvelle architecture d'oscillateur. Finalement, nous implémentons les deux boucles de stabilisation nécessaires au fonctionnement du dispositif et présentons les premiers résultats expérimentaux.

3.1 Conversion du bruit d'amplitude vers le bruit de phase par le mélangeur microonde

Le mélangeur est un des composants électriques les plus utilisés en électronique pour sommer ou soustraire les fréquences (et les phases) de deux signaux périodiques. Nous nous plaçons ici dans le cas de la comparaison de phase pour lequel les mélangeurs doublement équilibrés sont les plus adaptés. Leur architecture repose sur la réponse non-linéaire d'un circuit de diodes montées en anneau ou en étoile [132]. Cependant, une dissymétrie résiduelle de l'architecture peut introduire un couplage entre les fluctuations d'amplitude et de phase et dégrader les performances du discriminateur de fréquence optoélectronique [131]. Nous nous intéressons donc dans cette première partie à la conversion du bruit d'amplitude en bruit de phase associée au mélangeur de la boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique.

3.1.1 Etude de la sensibilité du discriminateur de fréquence à une modulation d'amplitude

Cette première partie présente la caractérisation de la sensibilité en amplitude du discriminateur de fréquence optoélectronique. Pour cela, nous commençons par déterminer la réponse théorique d'un mélangeur parfait injecté par deux signaux issus d'une même source et déphasés d'une valeur $2\pi f\tau + \phi_0$. Nous caractérisons ensuite la sensibilité en amplitude du discriminateur de fréquence en fonction du déphasage entre les deux signaux injectés dans le mélangeur.

Réponse d'un mélangeur doublement équilibré

Afin de définir la réponse d'un mélangeur parfait, nous considérons deux signaux de fréquence f appliqués sur les entrées d'un mélangeur doublement équilibré définis comme :

$$S_{lo}(t) = A_{lo}(1 + \alpha_{lo}(t)) \cos(2\pi ft + \phi_{lo}(t)) \quad (3.1)$$

$$S_{rf}(t) = A_{rf}(1 + \alpha_{rf}(t)) \cos(2\pi ft + \phi_{rf}(t) + \varphi_0) \quad (3.2)$$

avec α_{lo} et $\phi_{lo}(t)$ (respectivement α_{rf} et $\phi_{rf}(t)$) les termes de modulation de l'amplitude et de la phase du signal $S_{lo}(t)$ (respectivement du signal $S_{rf}(t)$) et φ_0 la phase statique entre $S_{lo}(t)$ et $S_{rf}(t)$. Nous supposons que $\alpha_{lo}(t) \ll 1$ et $\phi_{lo}(t) \ll 2\pi$ (respectivement $\alpha_{rf}(t) \ll 1$ et $\phi_{rf}(t) \ll 2\pi$).

La tension délivrée par le mélangeur parfait s'écrit :

$$S_{mix}(t) = \eta_{mix} A_{rf}(1 + \alpha_{rf}(t)) \cos(\varphi_0 + \varphi(t)) \quad (3.3)$$

avec $\varphi(t) = \phi_{rf}(t) - \phi_{lo}(t)$ et η_{mix} le facteur de conversion du mélangeur ne dépendant au premier ordre que de A_{lo} .

Le développement au premier ordre de l'équation 3.3 donne :

$$S_{mix}(t) \approx S_{mix}^{(0)} + \eta_{mix} A_{rf} \alpha_{rf}(t) \cos(\varphi_0) - \eta_{mix} A_{rf} \varphi(t) \sin(\varphi_0) \quad (3.4)$$

$$\text{avec } S_{mix}^{(0)} = \eta_{mix} A_{rf} \cos(\varphi_0) \quad (3.5)$$

En théorie, le signal en sortie du mélangeur est proportionnel au terme de modulation de phase si $S_{rf}(t)$ et $S_{lo}(t)$ sont en quadrature (i.e. $\varphi_0 = \pm\pi$). En revanche, le signal est proportionnel au terme d'amplitude si $S_{rf}(t)$ est en phase ou en opposition de phase avec $S_{lo}(t)$ (i.e. $\varphi_0 = 0$ ou $\varphi_0 = \pi$).

En pratique, la dissymétrie résiduelle du mélangeur ne permet pas la correspondance du maximum de sensibilité en phase avec le minimum de sensibilité en amplitude. Le signal en sortie du mélangeur dépend de $\alpha_{lo}(t)$, $\alpha_{rf}(t)$ et $\varphi(t)$, la contribution des différents termes dépendant de plusieurs paramètres expérimentaux et principalement de φ_0 . Pour prendre en compte ces effets, nous exprimons le signal en sortie de mélangeur comme suit :

$$S_{mix}(t) \approx S_{mix}^{(0)} + g_{rf}(\varphi_0) \alpha_{rf}(t) + g_{lo}(\varphi_0) \alpha_{lo}(t) - \eta_{mix} A_{rf} \varphi(t) \sin(\varphi_0) \quad (3.6)$$

avec $g_{rf}(\varphi_0)$ (respectivement $g_{lo}(\varphi_0)$) le coefficient de transmission des fluctuations d'amplitude par la voie « rf » (respectivement « lo ») du mélangeur.

Un réglage précis de la différence de phase φ_0 permet d'optimiser le ratio « sensibilité en phase sur sensibilité en amplitude » [131]. Un optimum n'est cependant pas évident à définir

dans le cas particulier où la voie « lo » est entachée d'un bruit d'amplitude élevé. Il convient donc d'étudier la réponse du discriminateur de fréquence optoélectronique dans un tel cas. Pour cela, nous caractérisons la sensibilité en amplitude du discriminateur de fréquence optoélectronique afin de déterminer l'allure générale du signal $S_{\text{mix}}(t)$ en fonction du déphasage φ_0 .

Sensibilité en amplitude du discriminateur de fréquence optoélectronique

La caractérisation de la sensibilité en amplitude du discriminateur de fréquence est réalisée avec le banc de mesure schématisé figure 3.1. Le signal d'un laser monomode est modulé à quelques gigahertz par un modulateur d'intensité du type Mach-Zehnder (MZM) puis injecté dans le discriminateur de fréquence optoélectronique. Un analyseur de réseau vectoriel - également appelé par l'acronyme anglais VNA (Vector Network Analyzer) - module l'amplitude du signal microonde via une entrée modulation du synthétiseur et analyse le signal en sortie de mélangeur. Nous considérons les fluctuations d'amplitude et de phase du synthétiseur comme négligeables devant les termes de modulation. Un contrôleur de phase est placé sur un bras du discriminateur de fréquence afin d'observer l'évolution de la sensibilité en amplitude en fonction de φ_0 . Finalement, le discriminateur de fréquence est implémenté avec une fibre optique de 1 km équivalent à un retard de $\tau = 5 \mu\text{s}$ afin d'accentuer l'effet du retard. Notons que le VNA n'analyse que la composante $g_{\text{rf}}(\varphi_0)\alpha_{\text{rf}}(t) + g_{\text{lo}}(\varphi_0)\alpha_{\text{lo}}(t)$ du signal $S_{\text{mix}}(t)$. De plus, dans le cas du discriminateur de fréquence optoélectronique, nous avons $\alpha_{\text{rf}}(t) = \alpha_{\text{lo}}(t - \tau)$

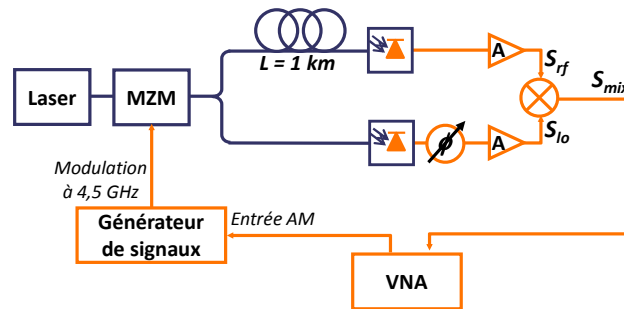


FIGURE 3.1 – Schéma du banc développé pour mesurer la sensibilité en amplitude du discriminateur de fréquence. MZM : Modulateur Mach-Zehnder, VNA : Analyseur de réseau vectoriel, A : Amplificateur.

Nous pouvons ainsi mesurer la sensibilité en amplitude du discriminateur de fréquence implémenté dans l'oscillateur accordable présenté dans le chapitre 2. Nous caractérisons également la réponse du dispositif implémenté avec un autre mélangeur ainsi que pour des fréquences de la porteuse microonde variant entre 3,5 et 5,5 GHz. Les résultats détaillés sont présentés en annexe 3.B.

La figure 3.2 montre une réponse typique du dispositif. Celle-ci est obtenue avec le discriminateur de fréquence implémenté dans le chapitre 2 et pour une porteuse microonde $f = 4,5 \text{ GHz}$. Quatre cas spécifiques distincts sont observés lorsque φ_0 varie entre 0 et π , ces mêmes cas étant répétés sur l'intervalle π et 2π . La différence de sensibilité mesurée entre les deux intervalles pour un même cas est attribuée aux dissymétries résiduelles du mélangeur.

La courbe 1 correspond au cas où $S_{\text{rf}}(t)$ et $S_{\text{lo}}(t)$ sont presque en phases - i.e $\varphi_0 \approx k\pi$, ($k \in \mathbb{N}$). La sensibilité en amplitude y est indépendante de l'écart en fréquence avec la porteuse. En supposant que pour ce point de fonctionnement le discriminateur de fréquence est

plus sensible à $\alpha_{\text{rf}}(t)$, nous en déduisons que $g_{\text{rf}}(\varphi_0) \gg g_{\text{lo}}(\varphi_0)$. La réponse du dispositif est ainsi identique au cas d'un mélangeur parfait et correspond théoriquement à la sensibilité en amplitude maximale du discriminateur de fréquence. Cette mesure est donc utilisée pour normaliser les résultats suivants notamment pour compenser la bande passante limitée de l'entrée de modulation du synthétiseur.

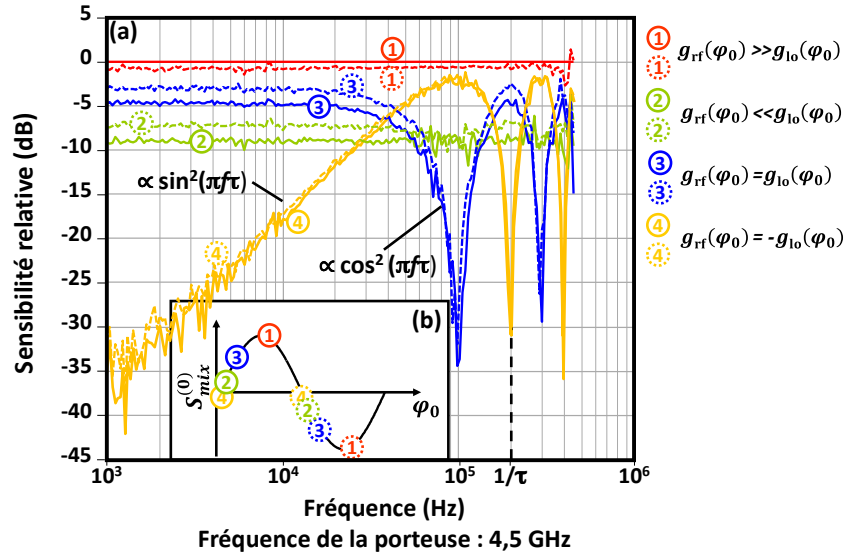


FIGURE 3.2 – (a) Sensibilité relative du discriminateur de fréquence à une modulation d'amplitude pour huit valeurs spécifiques de la différence de phase φ_0 (cas du mélangeur « ZX05-153-S+ » de Mini-Circuits). (b) $S_{\text{mix}}^{(0)}$ et φ_0 pour ces différents cas.

La courbe 2 correspond au cas où $S_{\text{rf}}(t)$ et $S_{\text{lo}}(t)$ sont proches de la quadrature - i.e $\varphi_0 \approx (2k + 1)\pi/2$, ($k \in \mathbb{N}$). Dans cette situation, la sensibilité en amplitude est également indépendante de la fréquence des fluctuations mais est plus faible que pour le cas 1.

En dehors de ces deux points de fonctionnement, nous observons une modulation de la sensibilité en amplitude de période $1/\tau$. Les courbes 3 et 4 correspondent ainsi aux deux valeurs de φ_0 présentant les plus grandes extinctions. Nous interprétons ces résultats comme une sommation cohérente des termes $\alpha_{\text{rf}}(t)$ et $\alpha_{\text{lo}}(t)$. Puisque $\alpha_{\text{lo}}(t) = \alpha_{\text{rf}}(t - \tau)$, ceux-ci interfèrent induisant une évolution périodique de la sensibilité en amplitude de $S_{\text{mix}}(t)$ (respectivement proportionnel à $\cos^2(\pi f \tau)$ et $\sin^2(\pi f \tau)$). Les courbes 3 et 4 correspondent respectivement au cas $g_{\text{rf}}(\varphi_0) A_{\text{rf}} = g_{\text{lo}}(\varphi_0) A_{\text{lo}}$ et $g_{\text{rf}}(\varphi_0) A_{\text{rf}} = -g_{\text{lo}}(\varphi_0) A_{\text{lo}}$. Nous en déduisons également que la courbe 2 correspond à une prédominance du terme $\alpha_{\text{lo}}(t)$ dans le signal de sortie du discriminateur de fréquence. Nous avons alors $g_{\text{rf}}(\varphi_0) \ll g_{\text{lo}}(\varphi_0)$.

Les courbes de l'annexe 3.B montrent que la sensibilité du discriminateur de fréquence au terme de modulation d'amplitude injecté sur la voie « lo » diminue avec l'augmentation de la fréquence de modulation. Il résulte une diminution de la sensibilité en amplitude du dispositif avec l'augmentation de la fréquence de la porteuse lorsque les signaux $S_{\text{rf}}(t)$ et $S_{\text{lo}}(t)$ ne sont pas en phase.

Ces résultats montrent que le couplage amplitude-phase ne peut pas être optimisé en même temps pour tous les écarts en fréquence avec la porteuse. Cependant bien que la sensibilité en amplitude du discriminateur de fréquence dépende du mélangeur utilisé, il existe toujours un optimum permettant d'améliorer les performances proche de la porteuse microonde. Dans le

cas où l'on souhaite optimiser le comportement proche porteuse, celui-ci correspond au point de fonctionnement de la courbe 4 où $g_{\text{rf}}(\varphi_0) A_{\text{rf}} \approx -g_{\text{lo}}(\varphi_0) A_{\text{lo}}$. Nous utilisons cette observation afin d'améliorer la pureté spectrale de l'oscillateur optoélectronique. Notons que pour ce point de fonctionnement, une forte sensibilité en amplitude est observée pour des écarts en fréquence avec la porteuse proche de $1/2\tau$ (≈ 100 kHz pour une fibre de 1 km et 1 MHz pour une fibre de 100 m). Cette remontée peut alors limiter l'efficacité de cette technique pour des longueurs de fibre optique trop importantes.

3.1.2 Optimisation de la pureté spectrale de l'oscillateur

Nous avons vu dans le chapitre 2 que la conversion du bruit d'amplitude vers le bruit de phase limite la pureté spectrale de l'oscillateur optoélectronique accordable. L'étude du discriminateur de fréquence montre que cette sensibilité en amplitude peut être réduite autour de la porteuse en choisissant correctement son point de fonctionnement - i.e. en contrôlant le déphasage φ_0 , c'est à dire en fixant la tension en sortie du mélangeur. Lorsque la boucle de stabilisation est verrouillée, cette tension est imposée par le premier étage du filtre de boucle (paragraphe 2.2.1). Il est donc nécessaire de modifier l'architecture de notre filtre de boucle pour autoriser l'optimisation du point de fonctionnement du mélangeur. Nous validons ensuite cette optimisation en caractérisant la pureté spectrale de l'oscillateur optoélectronique.

Modification du filtre de boucle

Nous nous intéressons dans un premier temps au premier étage du filtre de boucle. Le schéma du filtre modifié est donné figure 3.3. Un circuit sommateur passif est ajouté avant le premier étage d'intégration. La sortie du mélangeur est connectée sur l'entrée 1 de la carte et une tension continue réglable délivrée par un circuit électronique alimenté par batteries (annexe 3.A) est injectée sur l'entrée 2. L'étage intégrateur imposant une tension moyenne nulle sur l'entrée V^+ de l'amplificateur opérationnel, il est possible d'exprimer la tension moyenne du signal issue du mélangeur en fonction de la tension de l'entrée 2 (notée V_2) comme :

$$S_{\text{mix}}^{(0)} = -\frac{R_{11}}{R_{12}} V_2 \quad (3.7)$$

avec R_{11} la valeur de la résistance entre l'entrée 1 (respectivement R_{12} la valeur de la résistance entre l'entrée 2) et l'entrée V^+ de l'amplificateur opérationnel. Il est ainsi possible d'optimiser la valeur du déphasage φ_0 via la tension appliquée sur l'entrée 2 de la carte.

Nous ajoutons également un quatrième étage de gain en sortie de la carte. Contrairement au troisième étage qui est un montage passif (diviseur de tension), ce nouvel étage peut fournir un gain positif et ainsi améliorer les performances de la boucle pour des signaux de faibles puissances. Nous implémentons maintenant ce nouveau filtre de boucle dans l'oscillateur optoélectronique.

Caractérisation de la pureté spectrale de l'oscillateur

Le schéma de l'oscillateur optoélectronique modifié est présenté figure 3.4. Le discriminateur de fréquence est implémenté avec le mélangeur Miteq étudié dans la partie précédente. La pureté spectrale du signal après optimisation de la boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique

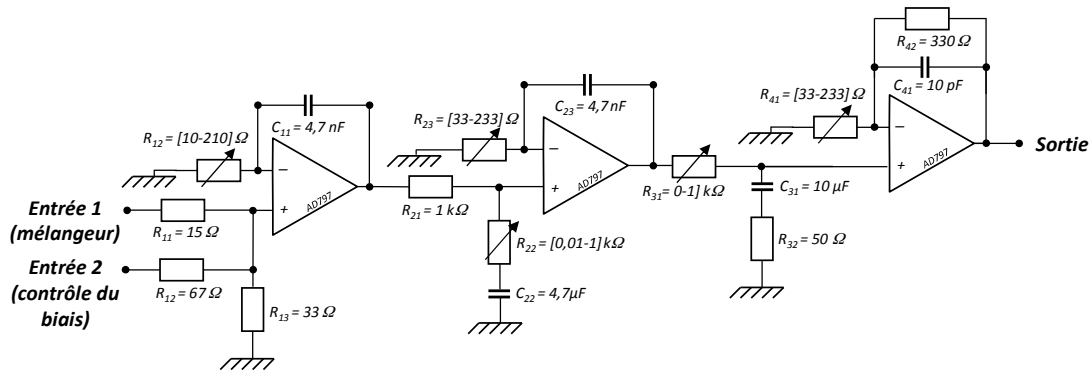


FIGURE 3.3 – Schéma du filtre de boucle modifié.

est caractérisée avec un banc « PN9000 » de Europtest et le résultat présenté figure 3.5. Nous mesurons une densité spectrale de puissance de bruit de phase inférieure à -110 dBc/Hz à 10 kHz (respectivement -27 dBc/Hz à 10 Hz) de la porteuse microonde. Cela correspond à une réduction de 10 dB par rapport au cas sans optimisation. Une optimisation fine des paramètres du filtre de boucle a également permis d’augmenter la bande passante d’asservissement de 500 kHz à 1 MHz et de réduire le bruit de 15 dB à 100 kHz de la porteuse.

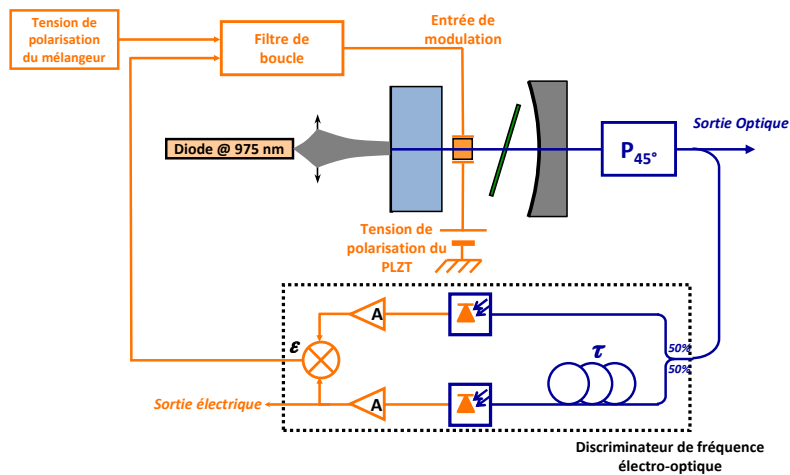


FIGURE 3.4 – Schéma de l’oscillateur optoélectronique largement accordable modifié afin d’optimiser le point de fonctionnement du mélangeur (P_{45° : Polariseur orienté à 45° , A : amplificateur microonde).

Pour un écart de fréquence avec la porteuse inférieur à 100 Hz, le bruit de phase du battement correspond à la limite théorique calculée par le modèle (paragraphe 2.2.2). Pour des écarts de fréquence plus élevés, ces deux courbes ne coïncident plus. Cette évolution s’explique par la technique utilisée pour réduire la sensibilité en amplitude du discriminateur de fréquence. Celle-ci permet une réjection optimale du couplage amplitude phase seulement autour de la porteuse. Cependant, son effet diminue lorsque l’écart en fréquence avec la porteuse tend vers $1/2\tau$ (cf figure 3.2). Cette optimisation permet néanmoins une réduction comprise entre 10 et 15 dB sur l’ensemble de la bande passante d’asservissement.

Nous nous intéressons maintenant à l’accordabilité de l’oscillateur et à l’évolution de la pureté spectrale du signal en fonction de la fréquence du battement.

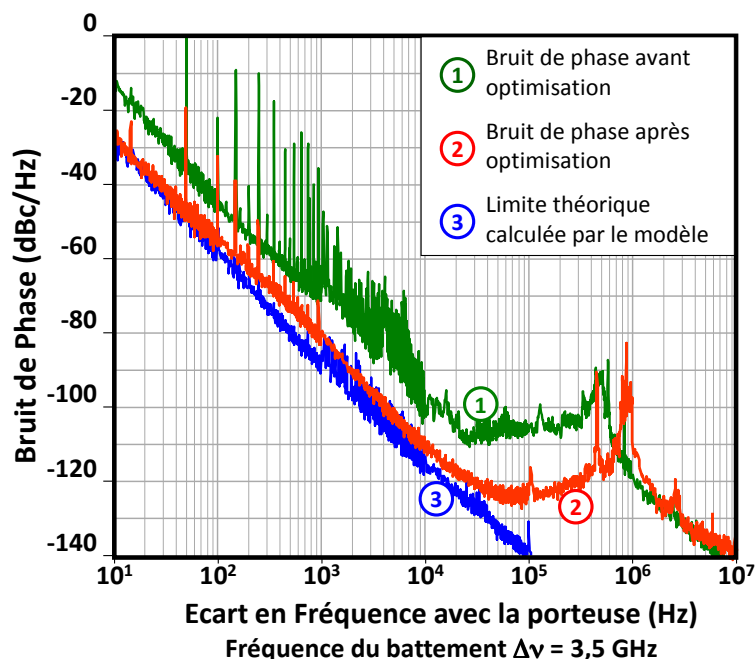


FIGURE 3.5 – Densités spectrales de puissance de bruit de phase du signal microonde délivré par l'oscillateur accordable sans et avec optimisation du point de fonctionnement du mélangeur et la limite théorique calculée par le modèle à partir du bruit des amplificateurs microondes (fréquence du battement $f_{bat} = 3,5$ GHz).

Accordabilité de l'oscillateur

Nous avons vu au chapitre 2 que la fréquence de fonctionnement de l'oscillateur correspondait à la fréquence de verrouillage de la boucle optoélectronique la plus proche de la fréquence naturelle du battement. Cette dernière est définie par la tension appliquée sur les électrodes de l'élément électro-optique. Il est alors possible d'accorder la fréquence de fonctionnement de l'oscillateur en modifiant la tension appliquée sur la céramique de PLZT. Le laser autorise la génération d'un battement entre 0 et 13 GHz. Les composants microondes utilisés pour le discriminateur de fréquence autorisent une plage de fonctionnement théorique de la boucle d'asservissement de 2,0 à 5,9 GHz. Nous caractérisons la pureté spectrale de l'oscillateur microonde pour des fréquences d'oscillation comprises entre 2,5 et 5,5 GHz.

Le modèle théorique de l'oscillateur suggère que la pureté spectrale de l'oscillateur est indépendante de la fréquence microonde. L'étude de la sensibilité en amplitude du discriminateur de fréquence a cependant montré que le couplage amplitude-phase dépendait de la fréquence de la porteuse. Grâce à une optimisation fine du point de fonctionnement du mélangeur et des paramètres du filtre de boucle, nous parvenons cependant à réduire significativement la sensibilité en amplitude du discriminateur de fréquence pour toutes les fréquences microondes. Des densités spectrales de puissance de bruit de phase similaires sont ainsi mesurées entre 2,5 et 5,5 GHz (figure 3.6).

Pour une fréquence de battement de 2,5 GHz, nous mesurons une densité spectrale de puissance de bruit légèrement supérieure sur la plage de fréquence 100 Hz-10 kHz. Cette observation est cohérente avec les résultats de l'annexe 3.B qui montrent une sensibilité en amplitude du discriminateur de fréquence plus importante pour les faibles fréquences de porteuse de microonde.

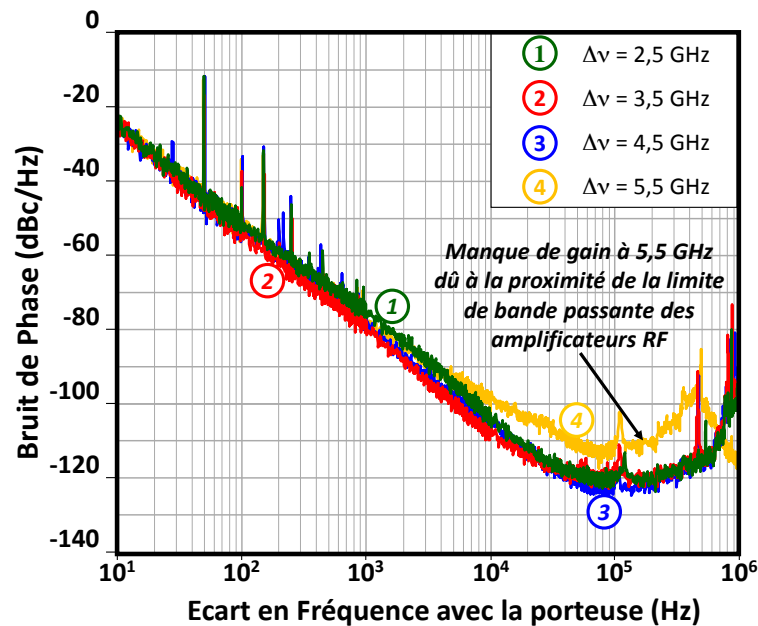


FIGURE 3.6 – Densités spectrales de puissance de bruit de phase du signal microonde délivré par l’oscillateur accordable optimisé pour différentes fréquences de battement. À 5,5 GHz, la bande passante des amplificateurs microondes limite l’efficacité de la boucle de stabilisation entre 1 kHz et 1 MHz.

À 5,5 GHz, la diminution du gain des amplificateurs microondes limite l’efficacité de la boucle de stabilisation et induit une réduction de la bande passante d’asservissement. Finalement, hors de la plage de fonctionnement des amplificateurs, la faiblesse des signaux envoyés au mélangeur ne permet pas le verrouillage de la boucle d’asservissement.

3.1.3 Conclusion de la réduction de la conversion du bruit d’amplitude vers le bruit de phase par le mélangeur

Nous avons présenté dans cette section la réduction du couplage amplitude-phase dans le discriminateur de fréquence optoélectronique induit par le mélangeur doublement équilibré. Pour cela, la sensibilité en amplitude du discriminateur de fréquence optoélectronique a été caractérisée avec un interféromètre fortement déséquilibré (1 km de fibre optique équivalent à un retard $\tau = 5 \mu\text{s}$). Nous avons montré qu’il était possible de réduire le couplage amplitude-phase dans le discriminateur de fréquence en contrôlant le point de fonctionnement du mélangeur. La suppression du couplage n’étant cependant pas possible pour toutes les fréquences, nous avons choisi d’optimiser la pureté spectrale du signal autour de la porteuse microonde.

Le réglage fin du point de fonctionnement du mélangeur et l’optimisation des paramètres du filtre de boucle ont permis d’atteindre la limite de bruit théorique calculée par le modèle de l’oscillateur pour des écarts en fréquence à la porteuse inférieurs à 100 Hz. Cette limite est fixée par le bruit résiduel des amplificateurs microondes. Une densité spectrale de puissance de bruit de phase de -27 dBc/Hz à 10 Hz (respectivement -110 dBc/Hz à 10 kHz) de la porteuse a ainsi été mesurée.

Nous avons confirmé expérimentalement que cette limite ne dépend pas de la fréquence de fonctionnement de l’oscillateur. Des densités spectrales de puissance de bruit de phase similaire

ont été mesurées pour des fréquences comprises entre 2,5 et 5,5 GHz grâce à l'optimisation du point de fonctionnement du mélangeur et des paramètres du filtre de boucle. Cette plage de fréquence est limitée par la bande passante des composants microondes utilisés dans le discriminateur de fréquence optoélectronique et notamment les amplificateurs.

La figure 3.7 compare la pureté spectrale de l'oscillateur optoélectronique accordable avec celle des meilleurs oscillateurs accordables présentés dans le chapitre 1. Les résultats obtenus avec notre architecture sont à l'état de l'art avec des performances supérieures aux systèmes électroniques et, à basse fréquence, similaires à celle d'un oscillateur YIG. De plus, la pureté spectrale de l'oscillateur optoélectronique accordable est compatible avec les spécifications demandées pour des applications de guerre électronique.

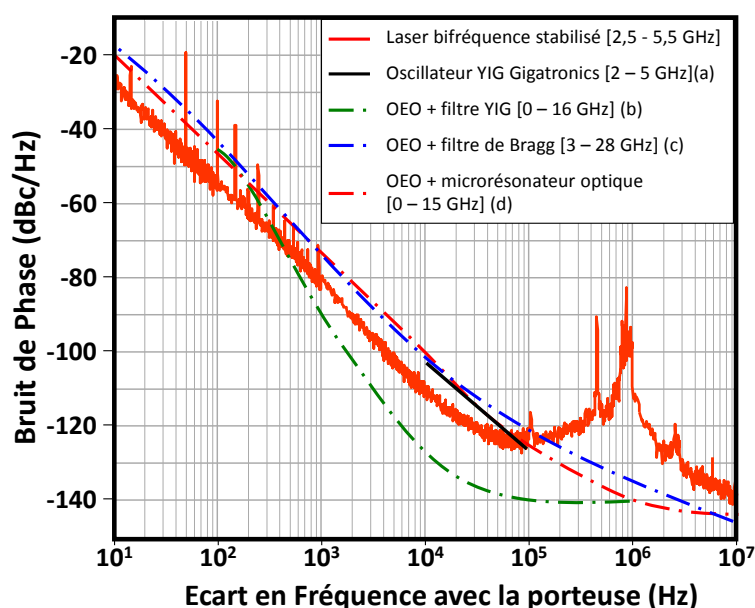


FIGURE 3.7 – Comparaison entre les densités spectrales de puissance de bruit de phase du signal microonde délivré par l'oscillateur accordable avec la pureté spectrale des meilleurs oscillateurs accordables présentés dans le chapitre 1. (a) oscillateur à résonateur YIG et accordable entre 2 et 5 GHz commercialisé par Gigatronics (source : [31]); (b) oscillateur optoélectronique à résonateur YIG accordable entre 0 et 16 GHz (source : [87]); (c) oscillateur optoélectronique à filtre de Bragg accordable entre 3 et 28 GHz (source : [88]); (d) oscillateur optoélectronique à micro-résonateur optique accordable entre 0 et 15 GHz (source : [89]).

Pour un écart en fréquence avec la porteuse supérieur à 100 Hz, les performances de l'oscillateur sont toujours limitées par le couplage amplitude-phase que notre optimisation ne permet pas de supprimer totalement. Afin de supprimer ce couplage résiduel, nous étudions dans la prochaine section le mécanisme de conversion du bruit d'amplitude optique vers le bruit de phase microonde dans l'oscillateur.

3.2 Conversion du bruit d'intensité de la source optique vers le bruit de phase microonde dans les photodiodes

Nous montrons dans cette partie que la pureté spectrale de notre oscillateur peut être dégradée par un couplage intensité optique - phase microonde dans les photodiodes. La conversion du bruit d'intensité du laser en bruit de phase microonde dans les photodiodes a été étudiée en régime impulsionnel pour des longueurs d'onde de 980 nm, 1,3 μm et 1,5 μm [133–136]. Le phénomène a également été caractérisé pour un laser à 1,3 μm modulé à 10 GHz [52] et le mélange hétérodyne de deux lasers fibrés opérant autour de 1,5 μm et séparés de 20 GHz [137]. Il est intéressant d'étudier ce phénomène dans les conditions expérimentales de notre oscillateur afin d'améliorer la pureté spectrale du signal microonde. De plus, nous observerons l'influence de la fréquence de la porteuse microonde et de la tension de polarisation de la photodiode sur le coefficient de couplage intensité optique - phase microonde.

3.2.1 Étude de la conversion du bruit d'intensité de la porteuse optique en bruit de phase microonde par une photodiode « PIN »

Nous commençons notre étude par définir le coefficient de couplage intensité optique - phase microonde. Pour cela, considérons une source laser présentant des fluctuations d'intensité δP_{opt} autour d'une puissance moyenne $\langle P_{\text{opt}} \rangle$. Nous posons $\phi(\langle P_{\text{opt}} \rangle)$ le déphasage introduit par la photodiode lors de la conversion optique-électrique. Pour prendre en compte le couplage intensité optique - phase microonde, nous considérons la variation de ce déphasage en fonction de la puissance incidente. Au premier ordre, nous pouvons écrire :

$$\delta\phi = \delta P_{\text{opt}} \frac{d\phi}{dP_{\text{opt}}} (\langle P_{\text{opt}} \rangle) \quad (3.8)$$

La densité spectrale de puissance (DSP) de bruit de phase est ainsi liée à la DSP de bruit de puissance par la relation suivante :

$$S_{\delta\phi}(f) = S_{\delta P_{\text{opt}}}(f) \left| \frac{d\phi}{dP_{\text{opt}}} (\langle P_{\text{opt}} \rangle) \right|^2 \quad (3.9)$$

Il vient alors :

$$L_{\delta\phi}(f) = \frac{\langle P_{\text{opt}} \rangle^2}{2} \left| \frac{d\phi}{dP_{\text{opt}}} (\langle P_{\text{opt}} \rangle) \right|^2 \text{RIN}(f) \quad (3.10)$$

avec $\text{RIN}(f)$ la densité spectrale de puissance de bruit d'intensité relative.

Nous définissons ainsi le facteur de conversion de bruit d'intensité optique vers le bruit de phase microonde tel que :

$$|F(P_{\text{opt}})| = \frac{\langle P_{\text{opt}} \rangle}{\sqrt{2}} \left| \frac{d\phi}{dP_{\text{opt}}} (\langle P_{\text{opt}} \rangle) \right| \quad (3.11)$$

$|F(P_{\text{opt}})|$ est exprimé en radians.

Dans la suite, nous caractérisons ce facteur de conversion pour le modèle de photodiode utilisé dans l'oscillateur optoélectronique accordable.

Dispositif expérimental

Le photodétecteur étudié est une photodiode commerciale du type « PIN » dont la structure est schématisée figure 3.8. Cette architecture est composée d'une zone intrinsèque en Arséniure de Gallium-Indium (InGaAs) insérée entre deux zones transparentes en Phosphure d'Indium (InP) [134]. La polarisation de la jonction par une tension électrique continue induit un champ électrique qui déplete la zone intrinsèque de la structure. Sous l'effet de ce champ, la paire électron-trou générée par l'absorption d'un photon est séparée : l'électron migre vers la zone dopée positivement, le trou vers la zone dopée négativement [138]. La photodiode étudiée présente une zone d'absorption de 30 μm de diamètre, une bande passante théorique de 18 GHz, un rendement de conversion optique-électrique de 0,8 A/W et un courant de saturation de 16 mA (données typiques fournies par le constructeur).

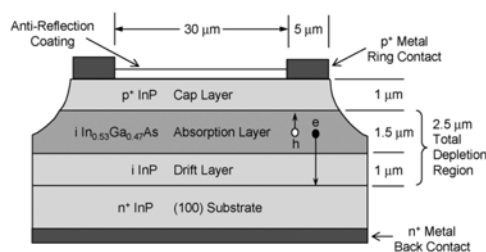


FIGURE 3.8 – Schema de la structure de la photodiode PIN caractérisé (source : Joshi *et al.* [134]).

La liaison optique hyperfréquence utilisée pour caractériser la photodiode est présentée figure 3.9. Elle est composée d'un laser à fibre amplifié émettant à 1,5 μm , d'un modulateur Mach-Zehnder (MZM) de 10 GHz de bande passante, d'un atténuateur optique variable et de la photodiode étudiée. L'intensité optique est modulée par un signal sinusoïdal de puissance -7 dBm généré par un analyseur de réseau vectoriel (VNA). La fréquence de modulation de ce signal varie linéairement entre 2 et 10 GHz. Le signal microonde délivré par la photodiode est ensuite envoyé sur le VNA. L'analyse du signal par l'appareil permet d'extraire le gain de la liaison optique hyperfréquence et le déphasage microonde du à la propagation du signal dans le dispositif. Ces paramètres sont mesurés pour des puissances optiques variant de 2 à 24 mW, chaque mesure correspondant à la valeur moyenne de 20 acquisitions. Notons que le biais du modulateur est stabilisé par un contrôleur dédié (Photline MBC-DG-BT) afin de s'affranchir au mieux des fluctuations de phase dues à ce composant. Nous pouvons donc considérer les fluctuations du déphasage introduit par la photodiode comme la principale source de fluctuation du signal de phase.

Résultats expérimentaux : influence de la fréquence de modulation

L'évolution du déphasage microonde avec la puissance optique est mesurée pour une tension de polarisation de la photodiode de 5,5 V. Les données expérimentales sont présentées figure 3.10 (a). Les croix correspondent aux données « brutes » et les courbes continues aux données après convolution par un filtre gaussien de 11 points de largeur. Finalement, le facteur de conversion est estimé pour chaque fréquence à partir des données filtrées avec l'équation 3.11. Les résultats sont présentés figure 3.10 (b).

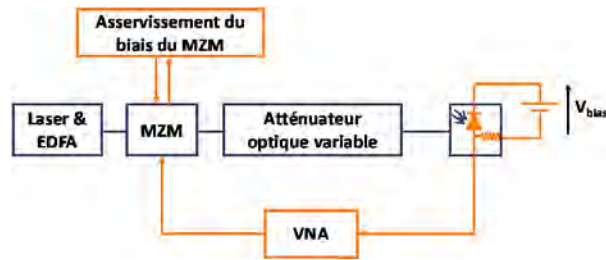


FIGURE 3.9 – Schéma du banc développé pour mesurer les variations de la phase du signal microonde se propageant dans la liaison optique hyperfréquence en fonction de la puissance optique. MZM : Modulateur Mach-Zehnder, VNA : Analyseur de réseau vectoriel.

Il apparaît que le déphasage introduit par la photodiode pendant la conversion optique-électrique dépend de la puissance du faisceau optique incident. De plus, l'amplitude de ces variations augmente avec la fréquence du signal microonde. Une plage de variation du déphasage comprise entre 0 et 8 degrés est mesurée à 2 GHz contre 0 et 12 degrés à 7 GHz. Pour chaque fréquence, la dérivée de la phase s'annule pour une puissance optique de quelques milliwatts. Cette annulation de la pente de phase correspond à l'annulation du facteur de conversion. Notons cependant que celle-ci est à plus haute puissance lorsque la fréquence est plus basse : une puissance d'annulation proche de 10 mW est mesurée à 2 GHz contre 7 mW à 7 GHz et 6 mW à 10 GHz. La deuxième annulation de la dérivée de la phase observée aux hautes fréquences de modulations est imputée à la saturation de la photodiode.

Selon les travaux publiés par Williams [139, 140], nous pouvons penser que ces résultats s'expliquent par une variation de la vitesse des porteurs (électrons et trous) dans la photodiode avec la puissance optique incidente. L'augmentation du nombre de porteurs dans la zone déplétée génère un champ électrique contraire au champ électrique statique¹, ce qui modifie la vitesse des porteurs. Cet écrantage du champ électrique induit par les paires électron-trou est appelé effet de charge d'espace. La diminution du champ électrique dans la jonction peut, dans un premier temps, entraîner une augmentation de la vitesse des électrons (diminution du temps de transit des électrons) améliorant ainsi la réponse de la photodiode [139]. Cela se traduit par une légère augmentation de la phase mesurée. Cependant, une diminution trop forte du champ électrique dans la structure PIN entraîne une chute rapide de la vitesse des porteurs dans la jonction. La transition entre les deux régimes induit alors un changement de signe de la dérivée de la courbe de phase et donc une annulation du facteur de conversion $F(P_{opt})$. Finalement, un écrantage trop important du champ statique limite la génération de nouveaux porteurs et conduit à la saturation de la photodiode.

Ces effets peuvent expliquer le profil de phase mesuré et sont d'autant plus visibles que la fréquence du signal microonde est élevée. Dès lors, nous observons une diminution de la puissance optique correspondant à l'annulation du facteur de conversion avec l'augmentation de la fréquence. Dans le prochain paragraphe, nous nous intéressons à l'effet de la tension de polarisation de la jonction sur le déphasage microonde.

1. Champ électrique de la jonction en l'absence de lumière et imposé par la tension de la polarisation de la photodiode

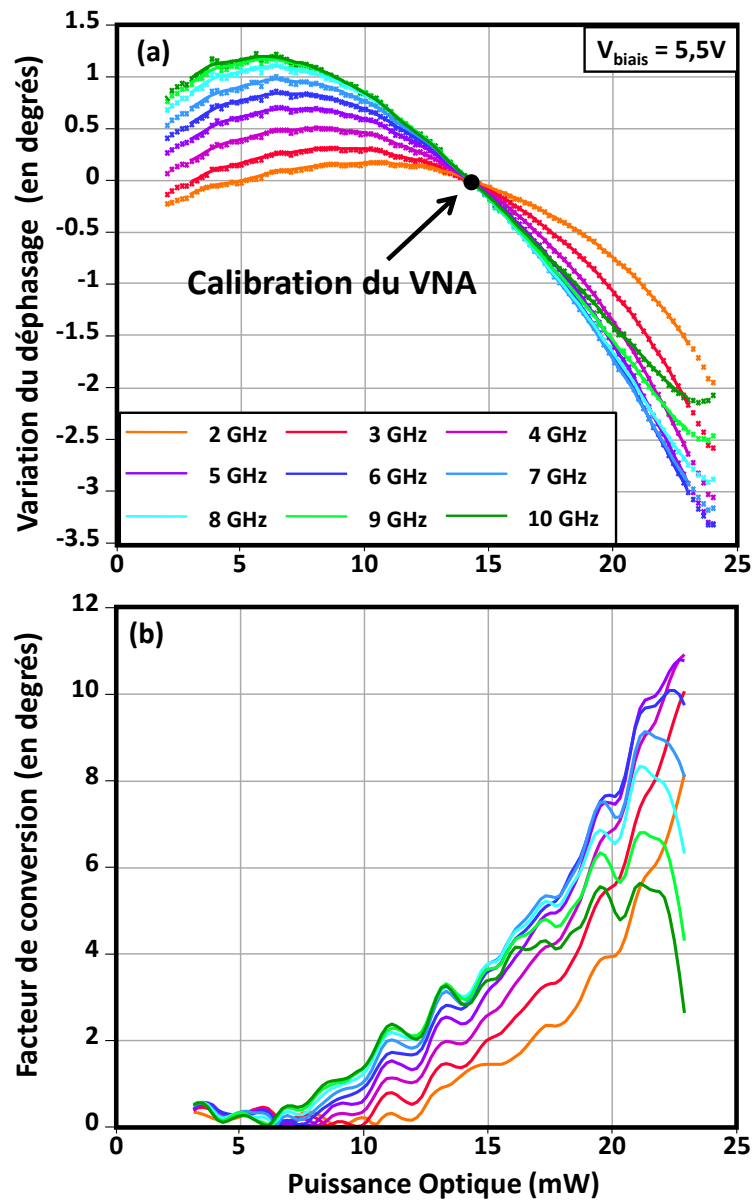


FIGURE 3.10 – (a) Phase relative du signal après propagation dans la liaison optique hyperfréquence en fonction de la puissance optique injectée sur la photodiode. (Points : données expérimentales, courbes continues : données filtrées par une filtre gaussien de 11 points de largeur) (b) Facteur de conversion du bruit d'intensité optique en bruit de phase micrownde en fonction de la puissance optique et exprimé en degré (valeurs calculées avec l'équation 3.11 à partir des données filtrées).

Résultats expérimentaux : influence de la tension de polarisation de la photodiode

La tension de polarisation de la photodiode agit directement sur le temps de transit des porteurs et sur la puissance de saturation du composant. Nous avons donc étudié l'évolution du déphasage microonde en fonction de la tension de polarisation de la photodiode. Les données expérimentales et le facteur de conversion sont présentés figure 3.11 pour une fréquence de modulation microonde fixée à 3 GHz et une tension de polarisation variant de 2,5 à 5,5 V. L'ensemble des résultats sont présentés dans l'annexe 3.C.

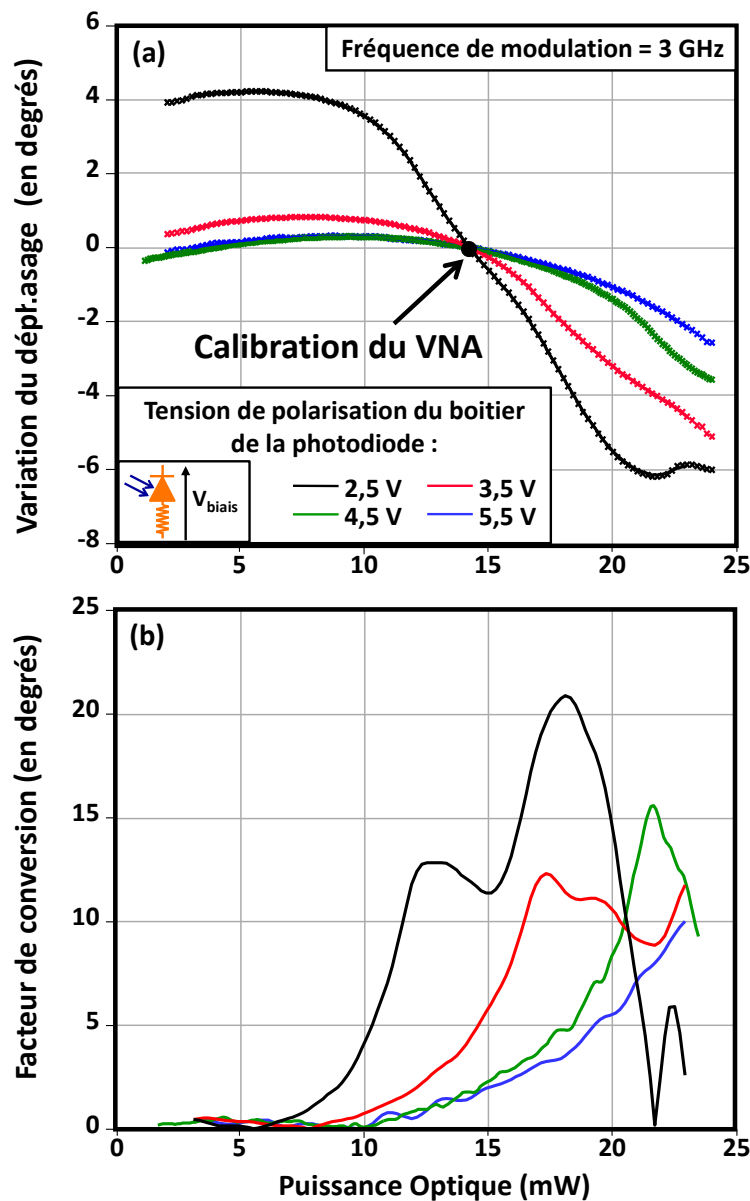


FIGURE 3.11 – (a) Phase relative du signal après propagation dans la liaison optique hyperfréquence en fonction de la puissance optique injectée sur la photodiode. (Points : données expérimentales, courbes continues : données filtrées par une filtre gaussien de 11 points de largeur) (b) Facteur de conversion du bruit d'intensité optique en bruit de phase microonde en fonction de la puissance optique et exprimé en degré (valeurs calculées avec l'équation 3.11 à partir des données filtrées).

Une augmentation de l'amplitude de variation du facteur de conversion est observée avec la puissance optique lorsqu'on diminue la tension de polarisation de photodiode. Le coefficient de couplage intensité-phase varie entre 0 et 22 degrés lorsque la photodiode est polarisée à 2,5 V contre une plage de variation entre 0 et 10 degrés pour une tension de polarisation de 5,5 V. Dans tous les cas il existe une puissance telle que la dérivée de la phase est nulle. Cette puissance diminue avec la baisse de la tension de polarisation de la photodiode. L'annulation de la conversion du bruit d'intensité optique vers le bruit de phase microonde est obtenue avec 9,5 mW à 5,5 V contre 5,5 mW à 2,5 V. Finalement, nous observons l'apparition d'extrema locaux sur la courbe du facteur de conversion avec la diminution de la tension de polarisation de la photodiode. Un second point de fonctionnement permettant la réjection du couplage RIN-bruit de phase microonde est ainsi observé lorsque la photodiode fonctionne en régime très saturé (puissance optique proche de 22 mW et une tension de polarisation de 2,5 V).

Cette observation est en accord avec notre interprétation des résultats du paragraphe précédent. En effet, la diminution de la tension de polarisation de la photodiode décroît avec le champ statique de la jonction « PIN ». L'effet de charge d'espace dans la zone déplétée apparaît alors pour une puissance optique plus faible et diminue la puissance de saturation de la photodiode. L'écrantage du champ statique par le champ électrique induit alors une chute rapide de la vitesse des porteurs et la compression du signal microonde. Les non-linéarités présentes dans une jonction « PIN » saturée peuvent finalement expliquer les fluctuations de la phase du signal observées dans ce régime de fonctionnement [133, 139].

Notons que dans le boîtier du photodétecteur, la jonction « PIN » est montée en série avec une résistance de 50 Ω . L'augmentation du photocourant avec la puissance optique injectée dans la photodiode accroît la dépolarisation de la jonction. Les mesures de la phase ont été également réalisées avec un té de polarisation en sortie de photodiode. Cette opération court-circuite la résistance de 50 Ω et limite la dépolarisation de la jonction « PIN » avec l'augmentation du photocourant. Les résultats sont présentés dans annexe 3.C . Ils montrent une évolution similaire du déphasage microonde mais avec une amplitude de variation plus faible. Ce résultat tend ainsi à confirmer l'interprétation du phénomène.

Conclusions de ces résultats

Nous avons vu dans cette étude que la conversion du bruit d'intensité en bruit de phase par une photodiode « PIN » dépend de plusieurs facteurs : la puissance optique, la fréquence du signal microonde et la tension de polarisation de la photodiode. Eliyahu *et al.* a démontré dans [52] la réduction de la conversion du bruit d'intensité optique vers le bruit de phase dans un oscillateur optoélectronique par l'optimisation de la puissance optique injectée sur le photodétecteur. Les « faibles » puissances optiques injectées sur les photodiodes limitent cependant l'application de cette méthode pour l'oscillateur optoélectronique accordable. Nous proposons donc dans la prochaine partie d'améliorer la pureté spectrale de l'oscillateur optoélectronique accordable en optimisant la tension de polarisation des photodiodes.

3.2.2 Optimisation de la pureté spectrale de l'oscillateur

Nous avons montré dans la section précédente que l'optimisation du point de fonctionnement du mélangeur permet d'améliorer le bruit de phase proche porteuse de l'oscillateur optoélectronique accordable. Cependant, la réponse en amplitude de discriminateur de fréquence

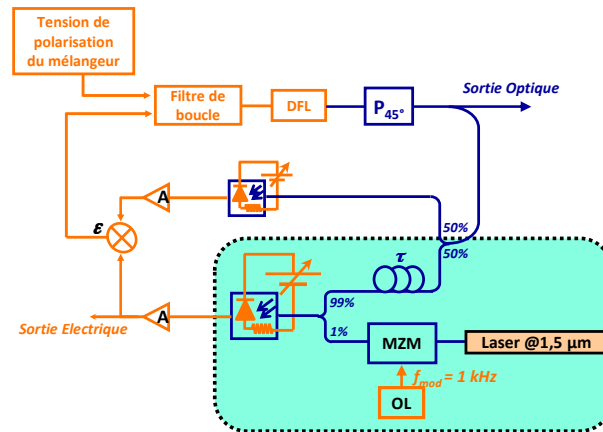
optoélectronique ne permettait pas de réduire le couplage amplitude-phase pour des écarts en fréquence supérieurs à 100 Hz. Nous montrons dans la suite que l'optimisation de la tension de polarisation de la photodiode couplée avec le réglage du biais de mélangeur microonde permet d'améliorer la pureté spectrale de l'oscillateur au delà de 100 Hz.

Nous présentons d'abord le protocole mis en œuvre afin d'optimiser le point de fonctionnement des deux photodiodes de l'oscillateur. Un signal optique modulé en amplitude autour de 1 kHz est couplé au signal bifréquence délivré par le laser. Lorsque les tensions de polarisation des photodiodes ne sont pas optimisées, la conversion de la modulation d'amplitude en modulation de phase conduit à l'observation d'un pic à 1 kHz sur la courbe de bruit de phase. Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 3.12. Dans un premier temps, le signal optique modulé en amplitude est couplé au signal bifréquence en sortie de la fibre optique avec un coupleur 99-1. Le coefficient de conversion amplitude-phase des photodiodes dépendant de la puissance optique, la puissance optique du signal modulé est choisie telle que la puissance optique en sortie du coupleur soit égale à la puissance du signal bifréquence en sortie de la fibre optique de 100 m. La tension appliquée sur la photodiode est alors ajustée afin de supprimer le pic de modulation du spectre du bruit de phase. Le signal modulé en amplitude est ensuite couplé au signal bifréquence dans le second bras de l'interféromètre. La puissance du signal modulé est réglée afin de conserver la puissance optique moyenne sur la seconde photodiode. La tension de polarisation de cette dernière est alors optimisée. Finalement, le signal modulé en amplitude est injecté avant le discriminateur de fréquence afin d'être détecté sur les deux photodiodes. Nous vérifions alors l'absence de pic de modulation sur le spectre du bruit de phase.

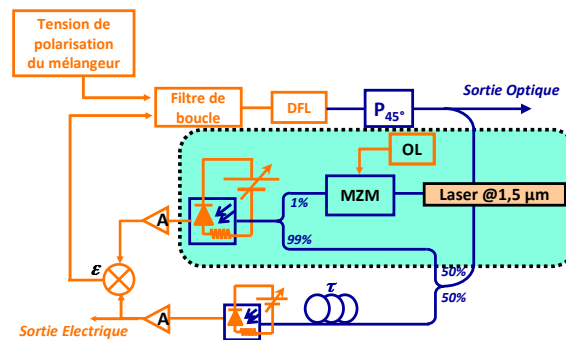
La figure 3.13 présente les courbes de densités spectrales de puissance de bruit de phase de l'oscillateur accordable sans et avec optimisation des tensions de polarisation des photodiodes pour une porteuse microonde de 3,5 GHz. Ces résultats ont été obtenus avec un banc de mesure de bruit de phase Agilent E5052B. Un mauvais réglage des tensions de polarisation des photodiodes de l'oscillateur induit une forte conversion du bruit d'intensité optique vers le bruit de phase microonde. Celle-ci se traduit expérimentalement par le profil « incurvé » de la courbe de densité spectrale de puissance de bruit pour des écarts de fréquence avec la porteuse comprise entre 100 Hz et 20 kHz. Nous mesurons ainsi une densité spectrale de puissance de bruit de phase de -70 dBc/Hz à 1 kHz de la porteuse microonde et de -105 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse microonde.

L'optimisation des tensions de polarisation des photodiodes améliore significativement la pureté spectrale du signal délivré par l'oscillateur avec une réduction supérieure à 10 dB de la courbe de bruit de phase à 1 kHz de la porteuse microonde et d'environ 15 dB à 3 kHz de la porteuse. Nous mesurons une densité spectrale de puissance de bruit de phase inférieure à -80 dBc/Hz à 1 kHz (respectivement inférieure à -110 dBc/Hz à 10 kHz) de la porteuse microonde après optimisation des tensions de polarisation des photodiodes. Ces résultats correspondent à une réduction de 5 dB à 1 kHz comparés aux résultats présentés au paragraphe 3.1.2. Une comparaison plus poussée entre ces deux séries de mesure est cependant délicate. Plusieurs mois ont séparé ces deux études à la suite desquels une dégradation de la pureté spectrale de l'oscillateur non-optimisé a été observé. Nous attribuons cette dégradation à un désalignement de l'axe de projection du polariseur qui induit une augmentation du bruit d'amplitude du battement.

Etape 1 : Optimisation de la première photodiode



Etape 2 : Optimisation de la seconde photodiode



Etape 3 : Vérification de l'optimisation des deux photodiodes

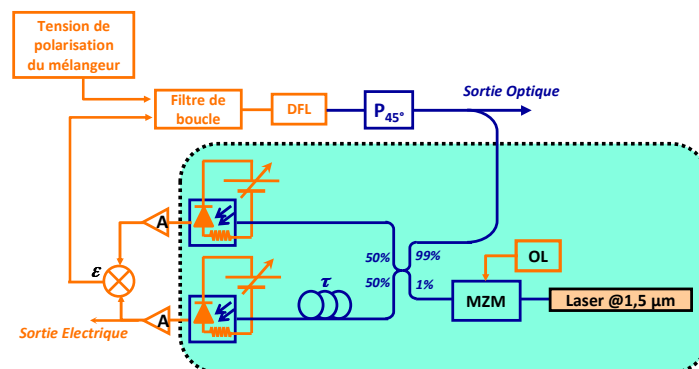


FIGURE 3.12 – Schéma du montage pour l'optimisation de la tension de polarisation de chacune des photodiodes de l'oscillateur opto-électronique (P_{45° : Polariseur orienté à 45° , A : amplificateur microonde, MZM : Modulation March Zehnder, OL : Oscillateur Local).

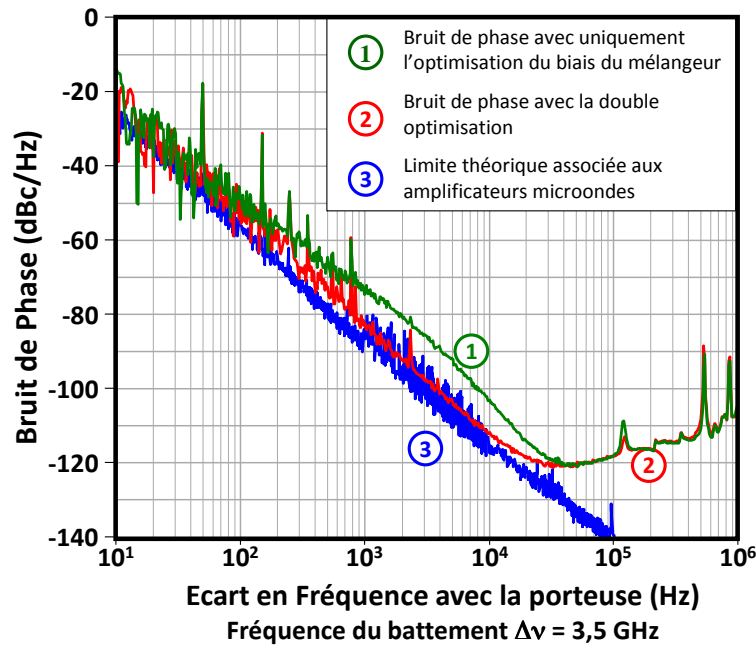


FIGURE 3.13 – Densités spectrales de puissance de bruit de phase du signal microonde délivré par l’oscillateur accordable sans et avec optimisation ainsi que la limite théorique calculée par le modèle à partir du bruit des amplificateurs microondes (fréquence du battement $f_{bat} = 3,5$ GHz).

3.2.3 Conclusion sur la réduction de la conversion du bruit d’intensité de la porteuse optique en bruit de phase microonde par une photodiode « PIN »

Nous avons présenté dans cette section la réduction du couplage intensité optique - phase microonde dans les photodiodes « PIN ». Nous avons étudié le déphasage introduit par le photodétecteur dans une liaison optique hyperfréquence pour différents paramètres. Outre la puissance optique injectée sur la photodiode, nous avons mis en évidence l’influence de la fréquence de modulation du signal optique et de la tension de polarisation de la photodiode sur le facteur de conversion.

L’influence de la tension de polarisation des photodiodes sur la pureté spectrale de l’oscillateur optoélectronique accordable a également été observée expérimentalement. Un réglage fin du point de fonctionnement des photodiodes a permis de réduire le bruit de phase de l’oscillateur. Une densité spectrale de puissance de bruit de phase inférieure à -110 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse a été mesurée. Ces résultats restent cependant très légèrement supérieurs à la limite théorique calculée avec le modèle à partir du bruit des amplificateurs microondes. Des études complémentaires seraient nécessaires notamment pour prendre en compte les fluctuations de longueurs de la fibre optique. L’étude et la modélisation de ces phénomènes sont cependant délicates et ne sont pas abordées dans ces travaux de thèse. Dans la suite de ce chapitre, nous proposons des architectures alternatives permettant de réduire plus encore le bruit de phase de l’oscillateur accordable.

3.3 Oscillateur à double boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique

Le modèle de l'oscillateur développé dans le chapitre 2 montre que la pureté spectrale proche porteuse de l'oscillateur optoélectronique dépend du retard introduit sur un des bras du discriminateur de fréquence optoélectronique. L'augmentation de la longueur de la fibre optique accroît la sensibilité de l'interféromètre aux lentes fluctuations de phase et diminue la densité spectrale de puissance de bruit de phase autour de la porteuse microonde. Cependant, cette amélioration de la pureté spectrale induit nécessairement une réduction de la bande passante d'asservissement et une dégradation des performances de bruit de l'oscillateur pour des écarts en fréquence plus élevés.

Une solution alternative pour améliorer la pureté spectrale de l'oscillateur est de stabiliser l'oscillateur optoélectronique accordable avec deux fibres optiques de longueurs différentes. Nous présentons dans cette partie la stabilisation du laser avec deux retards optiques.

3.3.1 Principe et modélisation de la double boucle

Le principe de cette architecture, appelée double boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique et présenté dans [115], est très similaire au dispositif classique étudié précédemment. Le signal délivré par le laser est maintenant envoyé dans un double discriminateur de fréquence optoélectronique (figure 3.14). Trois photodiodes convertissent le signal du laser bifréquence en signaux électriques microondes, une directement en sortie des coupleurs 50-50, la deuxième (respectivement la troisième) après propagation du signal dans une fibre optique équivalent à un retard τ_1 (respectivement τ_2). Les deux signaux microondes retardés sont additionnés avant d'être amplifiés et injectés dans un mélangeur doublement équilibré. Notons qu'un déphaseur microonde mécanique permet d'ajuster la différence de phase entre les deux signaux retardés avant leur sommation. Le signal non retardé est quant à lui injecté directement sur le voie « lo » du mélangeur. Les signaux injectés dans le mélangeur s'écrivent donc :

$$s_{lo}(t) = A_{lo} \cos(2\pi f_0 t + \phi_{mod}(t) + \varphi(t)) \quad (3.12)$$

$$s_{rf}(t) = A_{rf}^{(1)} \cos(2\pi f_0 (t - \tau_1) + \phi_{mod}(t - \tau_1) + \varphi(t - \tau_1)) \quad (3.13)$$

$$+ A_{rf}^{(2)} \cos(2\pi f_0 (t - \tau_2) + \phi_{mod}(t - \tau_2) + \varphi(t - \tau_2))$$

Le signal d'erreur délivré par le mélangeur s'écrit alors :

$$\epsilon(t) = \epsilon_1(t) + \epsilon_2(t) \quad (3.14)$$

avec $\epsilon_{1,2}(t) = \eta_{mix} A_{rf}^{(1,2)} \cos(2\pi f_0 \tau_{1,2} + \phi_{mod}(t) - \phi_{mod}(t - \tau_{1,2}) + \varphi(t) - \varphi(t - \tau_{1,2}))$

L'expression des fréquences de fonctionnement stables du système $f_{bat}^{(eq)}$ et la linéarisation de l'équation 3.14 ne sont pas aussi simples que dans le cas précédent. L'allure typique de $\epsilon(t)$ est présentée figure 3.15 dans le cas $A_{rf}^{(1)} = A_{rf}^{(2)}$ et $\tau_2 = 10 \times \tau_1$. Dans tous les cas, l'équation 3.14 se développe au premier ordre autour d'une fréquence d'équilibre (i.e fréquences telles que $\langle \epsilon(t) \rangle \approx 0$) comme :

$$\epsilon(t) = \mp \eta_{mix} A_{rf} \left(\cos(\psi^{(k)}) [\phi_{mod}(t) - \phi_{mod}(t - \tau_1) + \varphi(t) - \varphi(t - \tau_1)] \right. \quad (3.15)$$

$$\left. + \sin(\psi^{(k)}) [\phi_{mod}(t) - \phi_{mod}(t - \tau_2) + \varphi(t) - \varphi(t - \tau_2)] \right)$$

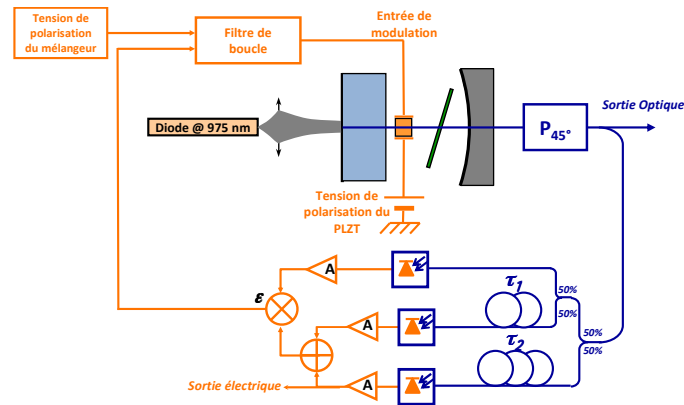


FIGURE 3.14 – Schéma de l’oscillateur optoélectronique largement accordable implémenté avec une double boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique (P_{45° : Polariseur orienté à 45° , A : amplificateur microonde).

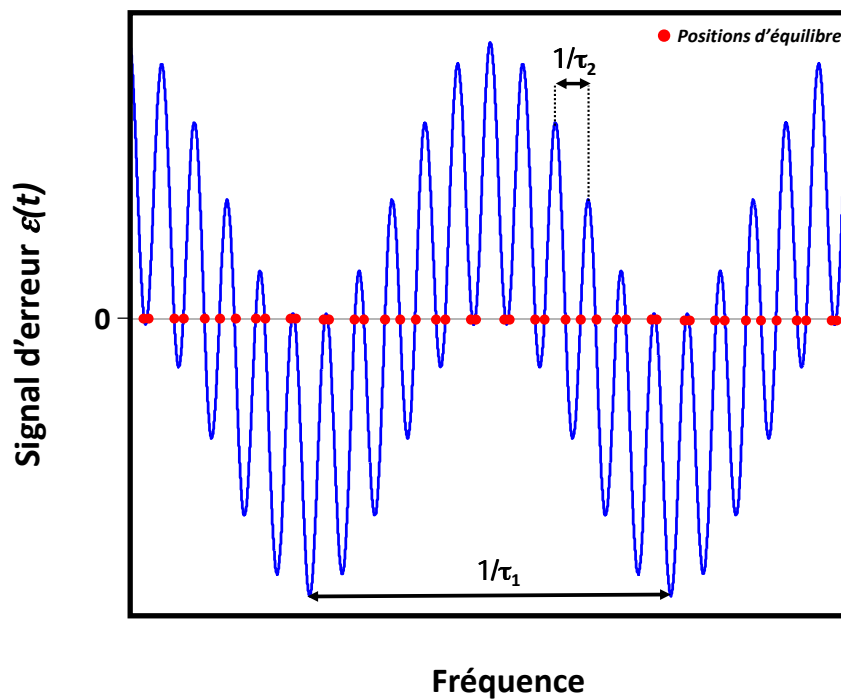


FIGURE 3.15 – Positions d’équilibre de l’oscillateur à double boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique (simulation numérique pour $A_{rf}^{(1)} = A_{rf}^{(2)}$ et $\tau_2 = 11 \times \tau_1$)

avec A_{rf} une amplitude dépendant de $A_{\text{rf}}^{(1)}$, $A_{\text{rf}}^{(2)}$, τ_1 et τ_2 et $\psi^{(k)}$ une phase comprise entre 0 et $\pi/2$ exprimant la contribution relative de chaque boucle dans la réponse du dispositif du double discriminateur de fréquence optoélectronique. Ce dernier facteur dépend aussi du point de fonctionnement de l'oscillateur $f_{\text{eq}}^{(k)}$ et des amplitudes $A_{\text{rf}}^{(1)}$ et $A_{\text{rf}}^{(2)}$.

En suivant la même démarche que dans le chapitre 2, il est possible de modéliser les éléments de l'oscillateur dans le domaine de Laplace selon le schéma de la figure 3.16 tels que :

$$F_1(p) = \pm \eta_{\text{mix}} A_{\text{rf}} \quad (3.16)$$

$$F_3(p) = \frac{4\pi K V_0}{p} \quad (3.17)$$

$$K^{(k)}(p) = \cos(\psi^{(k)}) K_{\tau_1}(p) + \sin(\psi^{(k)}) K_{\tau_2}(p) \quad (3.18)$$

avec $K_{\tau(1,2)}(p) = 1 - e^{-p\tau(1,2)}$. $K^{(k)}(p)$ correspond à la sensibilité en phase du double discriminateur de fréquence. Notons que la fonction de transfert du laser $F_3(p)$ reste identique au cas précédent et les paramètres du filtre de boucle modélisé par $F_2(p)$ sont ajustés afin d'assurer la stabilité de la boucle.

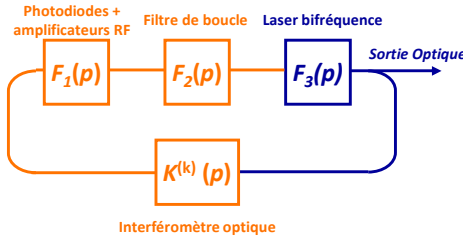


FIGURE 3.16 – Schéma équivalent de la boucle d'asservissement.

L'étude du système dans le cas général est complexe. En revanche, nous pouvons analyser numériquement dans le cas où $\tau_1 \ll \tau_2$. Il est montré dans [115] que :

- le système est stable autour des points de fonctionnement $f_{\text{bat}}^{(\text{eq})}$ si $\psi^{(k)} \in [0; \pi/2]$,
- il existe des points de fonctionnement stables offrant les avantages des deux boucles si $\psi^{(k)} \in [0; \pi/4]$.

Il est possible de décliner un modèle équivalent à celui de la section 2.2.1 afin d'estimer le bruit de phase du système à deux boucles. La densité spectrale de puissance de bruit de phase en sortie du système s'exprime alors :

$$S_{\varphi_{\text{bat}}}(f) = \left| \Delta_1^{(k)}(2i\pi f) \right|^2 S_{\varphi}(f) + \left| \Delta_2^{(k)}(2i\pi f) \right|^2 S_b(f) \quad (3.19)$$

$$\Delta_1^{(k)}(2i\pi f) = \frac{1}{1 + F(2i\pi f) K^{(k)}(2i\pi f)} \quad (3.20)$$

$$\Delta_2^{(k)}(2i\pi f) = \frac{(-1)F(2i\pi f)}{1 + F(2i\pi f) K^{(k)}(2i\pi f)} \quad (3.21)$$

avec $S_{\varphi}(f)$ la densité spectrale de puissance de bruit de phase du battement du laser bifréquence et $S_b(f)$ respectivement la DSP des fluctuations de phase internes de l'oscillateur.

Les limites asymptotiques des fonctions de transfert $\Delta_1^{(k)}(2i\pi f)$ et $\Delta_2^{(k)}(2i\pi f)$ en fonction du module de la fonction de transfert $F(2i\pi f)$ sont :

$$|F(2i\pi f)| \rightarrow 0 \Rightarrow \Delta_1^{(k)}(2i\pi f) \rightarrow 1 \text{ et } \Delta_2^{(k)}(2i\pi f) \rightarrow 0 \quad (3.22)$$

$$|F(2i\pi f)| \rightarrow \infty \Rightarrow \Delta_1^{(k)}(2i\pi f) \rightarrow 0 \text{ et } \Delta_2^{(k)}(2i\pi f) \rightarrow \frac{1}{K^{(k)}(2i\pi f)} \quad (3.23)$$

L'équation 3.19 s'exprime alors :

$$S_{\varphi_{\text{bat}}}(f) = S_{\varphi}(f) \quad \text{si} \quad |F(2i\pi f)| \ll 1 \quad (3.24)$$

$$S_{\varphi_{\text{bat}}}(f) = \frac{S_b(f)}{|K^{(k)}(2i\pi f)|^2} \quad \text{si} \quad |F(2i\pi f)| \gg 1 \quad (3.25)$$

La première expression montre logiquement que le bruit du laser bifréquence n'est pas corrigé si le gain de boucle est faible. A l'inverse, la seconde équation montre qu'un gain de boucle élevé conduit à une forte réjection du bruit du laser. Dans ce cas, le bruit résiduel du battement est limité par le bruit des éléments de la boucle d'asservissement et par la sensibilité du discriminateur.

Nous nous intéressons au comportement de l'oscillateur pour deux domaines de fréquence : celui proche de la porteuse et autour des harmoniques de $1/\tau_2$. Le développement au premier ordre de $K^{(k)}(2i\pi f)$ pour $f \ll 1/\tau_2$ donne :

$$K^{(k)}(2i\pi f) \approx (2i\pi f) \left(\cos(\psi^{(k)}) \tau_1 + \sin(\psi^{(k)}) \tau_2 \right) \quad \text{si} \quad f \ll \frac{1}{\tau_2} \quad (3.26)$$

L'équation 3.25 s'exprime alors :

$$S_{\varphi_{\text{bat}}}(f) \approx \frac{S_b(f)/(2i\pi f)^2}{(\cos(\psi^{(k)}) \tau_1 + \sin(\psi^{(k)}) \tau_2)^2} \quad \text{si} \quad f \ll \frac{1}{\tau_2} \quad \text{et} \quad |F(2i\pi f)| \gg 1 \quad (3.27)$$

Nous voyons que sur le domaine proche de la porteuse, le bruit de phase de l'oscillateur optoélectronique peut être améliorée si la relation $\cos(\psi^{(k)}) \tau_1 + \sin(\psi^{(k)}) \tau_2 > \tau_1$ est vérifiée. En pratique, cela signifie qu'une contribution non nulle de la boucle longue permet d'augmenter la sensibilité du double discriminateur de fréquence.

Nous exprimons également la fonction de transfert $K^{(k)}(2i\pi f)$ autour des fréquences harmoniques de $1/\tau_2$ comme :

$$K^{(k)}(2i\pi f) \approx 2i\pi f \tau_1 \cos(\psi^{(k)}) \quad \text{si} \quad f = \frac{1}{\tau_2} \quad \text{et} \quad f \ll \frac{1}{\tau_1} \quad (3.28)$$

$$S_{\varphi_{\text{bat}}}(f) \approx \frac{S_b(f)}{(2i\pi f \tau_1 \cos(\psi^{(k)}))^2} \quad \text{si} \quad f = \frac{1}{\tau_2}, \quad f \ll \frac{1}{\tau_1} \quad \text{et} \quad |F(2i\pi f)| \gg 1 \quad (3.29)$$

Il apparaît ainsi que tant que $f \ll 1/\tau_1$, les harmoniques de $1/\tau_2$ n'induisent pas une annulation de la fonction de transfert $K^{(k)}(2i\pi f)$ et permet d'envisager une bande passante d'asservissement plus large (figure 3.17). La stabilisation du laser bifréquence avec une double boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique semble donc permettre de combiner les avantages d'un long retard et d'un retard court. Ces résultats sont maintenant vérifiés expérimentalement.

3.3.2 Résultats expérimentaux

L'oscillateur optoélectronique accordable est implémenté avec une fibre optique courte de 100 m et une fibre longue de 1 km équivalentes à des retards respectifs $\tau_1 = 0,5 \mu\text{s}$ et $\tau_2 = 5 \mu\text{s}$. Un atténuateur optique variable (non représenté sur le schéma) est placé entre la fibre de 1 km et la photodiode afin de contrôler la contribution du long retard dans le signal délivré par le discriminateur de fréquence. Les paramètres du filtre sont d'abord optimisés lorsque la puissance optique en sortie de la fibre de 1 km est nulle. Cette situation correspond au cas où $\psi = 0$. La

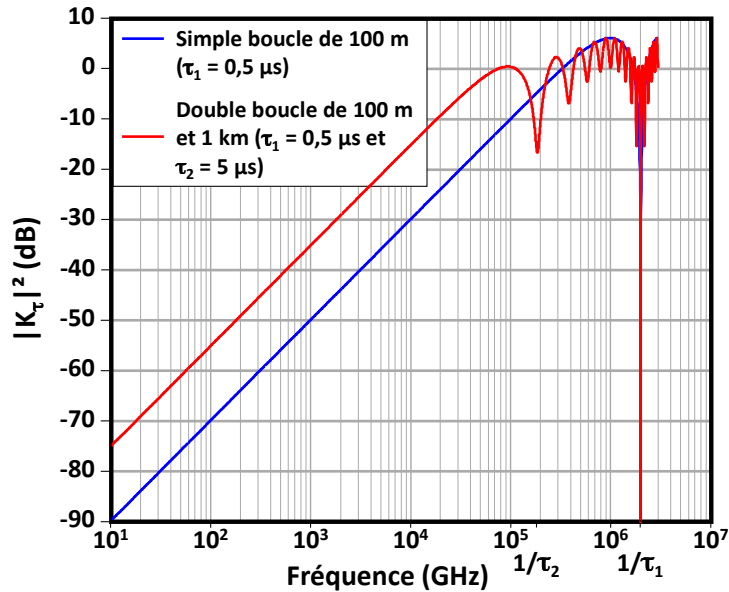


FIGURE 3.17 – Gain de la fonction de transfert $|K(i,f)|^2$ pour une boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique de 100 m ($\tau_1 \approx 0,5 \mu\text{s}$) et une double boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique de 100 m et 1 km ($\tau_1 \approx 0,5 \mu\text{s}$ et $\tau_2 \approx 5 \mu\text{s}$) lorsque les puissances des deux boucles sont équilibrées.

pureté spectrale de l'oscillateur est mesurée et présentée figure 3.18. Un résultat similaire au paragraphe 3.2.2 est observé. L'augmentation de la densité spectrale de puissance de bruit de phase sur la plage de fréquence 1 kHz - 100 kHz est due à une augmentation de la contribution du bruit thermique des photodiodes de 6 dB suite à l'introduction du second coupleur 50-50 dans l'architecture. Nous mesurons alors une densité spectrale de puissance de bruit de phase de -80 dBc/Hz à 1 kHz de la porteuse microonde et de -108 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse.

La contribution du long retard dans la réponse du double discriminateur de fréquence optoélectronique est ensuite progressivement augmentée en ajustant l'atténuateur entre la fibre de 1 km et la photodiode. La pureté spectrale de l'oscillateur est mesurée pour une faible contribution du long retard (i.e. $0 < \psi \ll \pi/4$) puis une contribution équivalente des deux retards $\psi \approx \pi/4$. Les résultats sont présentés figure 3.19.

Comme le laissait supposer le modèle, nous observons une amélioration de la pureté spectrale de l'oscillateur optoélectronique accordable avec l'augmentation de la contribution de la fibre longue. Pour une faible contribution de la boucle de 1 km, nous mesurons une densité spectrale de puissance de bruit de -85 dBc/Hz à 1 kHz de la porteuse et de -113 dBc/Hz à 10 kHz. Cela correspond à une réduction uniforme du bruit de 5 dB sur toute la bande passante d'asservissement comparé au cas de la seule boucle de 100 m.

Bien que le bruit de phase basse fréquence continue de décroître lorsque les contributions des deux boucles s'équilibrent, nous observons également une dégradation de la pureté spectrale du signal sur la plage de fréquence 100 Hz - 20 kHz. Nous mesurons alors une densité spectrale de puissance de bruit de -83 dBc/Hz à 1 kHz de la porteuse microonde et de -11 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse microonde. Ce résultat correspond à une réduction du bruit de phase de 11 dB à 10 Hz de la porteuse mais seulement de 4 dB à 10 kHz de la porteuse comparé au cas de la seule boucle de 100 m.

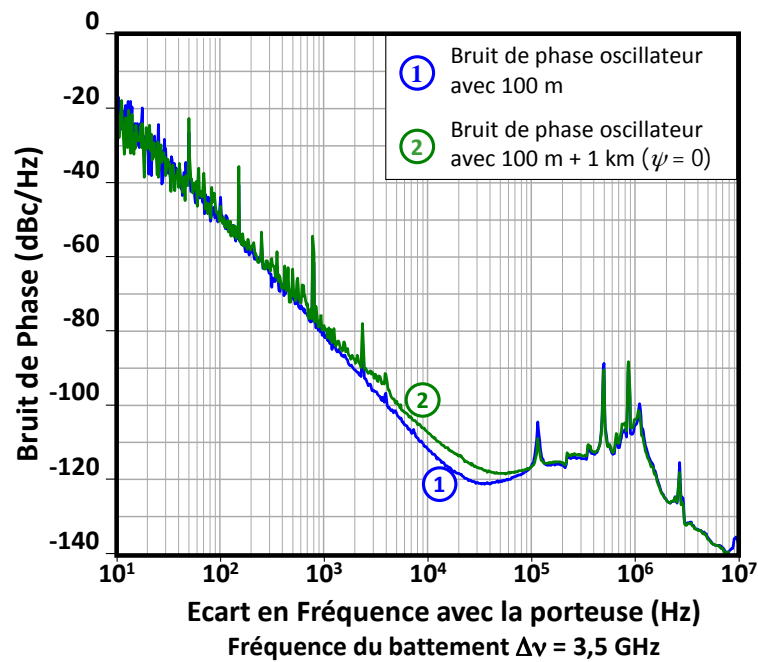


FIGURE 3.18 – Densités spectrales de puissance de bruit de phase du signal microonde délivré par l’oscillateur accordable pour une seule boucle de 100 m et une double boucle de stabilisation de 100 m et 1 km (cas où $\psi = 0$) (fréquence du battement $f_{bat} = 3,5$ GHz).

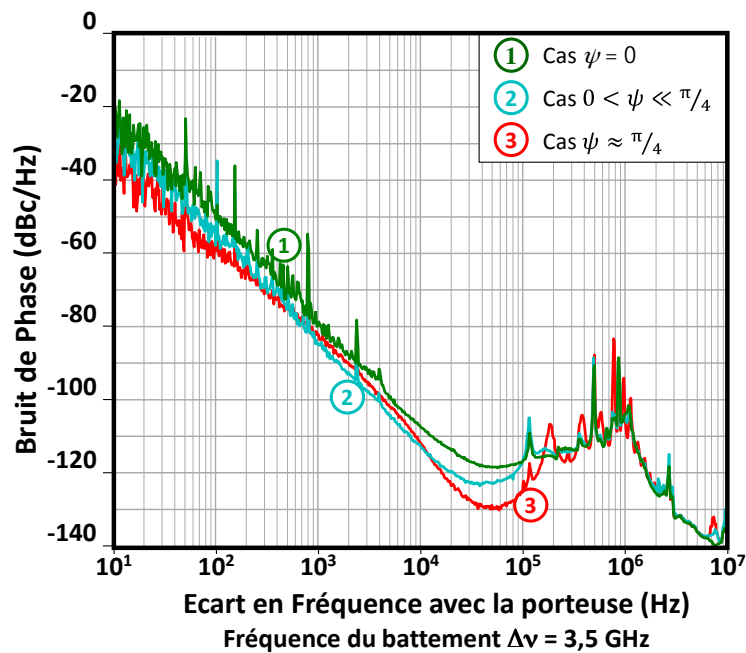


FIGURE 3.19 – Densités spectrales de puissance de bruit de phase du signal microonde délivré par l’oscillateur accordable pour une double boucle de stabilisation 100 m et 1 km (fréquence du battement $f_{bat} = 3,5$ GHz).

Le profil de la courbe laisse penser que l'augmentation de la densité spectrale de puissance de bruit de phase est due au couplage amplitude-phase. L'étude expérimentale semble également montrer que le facteur de conversion ne peut pas être réduit significativement par l'optimisation de la tension en entrée du filtre de boucle. En effet, le point de fonctionnement du mélangeur correspondant à la réjection maximale du couplage amplitude-phase pour la boucle de 100 m et de 1 km semble ne pas correspondre à une solution stable de l'asservissement.

3.3.3 Conclusion sur l'oscillateur à deux boucles

Nous avons présenté l'implémentation d'une double boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique pour améliorer la pureté spectrale de l'oscillateur optoélectronique accordable. Cette architecture, similaire à la précédente, permet de bénéficier des avantages de deux retards, un « long » et un « court ». On peut montrer numériquement que les conditions de fonctionnement du système autorisent le verrouillage de la double boucle d'asservissement.

Nous mesurons une densité spectrale de puissance de bruit de -85 dBc/Hz à 1 kHz de la porteuse microonde et de -113 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse. Cela correspond à une réduction de 5 dB du bruit comparé au cas de la seule boucle de 100 m. Une amélioration de la pureté spectrale de l'oscillateur supérieure à 10 dB a même été mesurée à 10 Hz au détriment du bruit pour des écarts de fréquence avec la porteuse compris entre 100 Hz et 20 kHz. Cette dégradation du bruit sur cette plage de fréquence semble être induite par une conversion du bruit d'amplitude vers le bruit de phase plus élevée que pour une seule boucle. Les nouvelles conditions de stabilité de la boucle ne semblent pas permettre la réjection de ce phénomène via la modification du point de fonctionnement du mélangeur. L'amélioration du bruit d'intensité optique du laser semble donc une étape nécessaire pour améliorer significativement la pureté spectrale de l'oscillateur. Citons notamment la technique d'absorption à deux photons qui a déjà montré de bons résultats pour les lasers monofréquences [141] et les méthodes de réduction de bruit actives [103, 142].

L'implémentation de plusieurs retards en parallèle semble une solution intéressante pour améliorer la pureté spectrale proche porteuse de l'oscillateur tout en conservant une large bande passante de correction. L'augmentation du nombre de retards est néanmoins limitée par la complexité de mise en œuvre. En effet, un système multi-boucles ne tire partie de l'ensemble de ses retards uniquement pour des fréquences de fonctionnement correspondant aux multiples du plus grand commun diviseur (PGCD) des inverses des différents retards (i.e. $f_{\text{oscil}} \propto \text{PGCD}(1/\tau_1; 1/\tau_2; 1/\tau_3; \dots)$). De plus, l'augmentation du nombre de retards optiques et de leurs longueurs limite la compacité du dispositif et accroît son coût (augmentation du nombre de photodiodes, ajout de coupleurs optiques et microondes,...). Ces contraintes peuvent être résolues par l'utilisation de résonateurs optiques. La démonstration expérimentale d'une telle architecture est présentée dans la prochaine partie.

3.4 Oscillateur à anneau de fibre résonant

Les résonateurs optiques sont des composants prometteurs pour le développement d'oscillateurs optoélectroniques très faible bruit et compacts [56, 71, 143]. En effet lors de la résonance, l'onde optique est confinée dans le dispositif qui se comporte alors comme un long retard. De plus pour chaque tour de cavité, une partie de la puissance optique circulant dans le résonateur est restituée au système. Le résonateur peut alors être vu comme une somme discrète de retards dont les valeurs sont des multiples de la longueur de la cavité et dont la distribution des puissances dépend des caractéristiques du résonateur (coefficient de couplage, pertes internes).

De nombreuses architectures de résonateurs optiques existent. Citons notamment les cavités Fabry-Pérot formées par deux miroirs [144], les mini-résonateurs et micro-résonateurs optiques à modes de galerie offrant des facteurs de qualité élevés et un très faible encombrement [145, 146] et les anneaux de fibre résonants simples à réaliser et pouvant atteindre plusieurs centaines de mètres [69, 86]. Ces derniers, réalisés avec des composants fibrés, sont faciles à intégrer dans un discriminateur de fréquence. Dans cette partie, nous décrivons l'implémentation d'un anneau de fibre résonant à la place du retard dans le discriminateur de fréquence de l'oscillateur accordable. La plus grande partie des travaux présentés ici ont été réalisés au cours du stage de fin d'étude d'Hadrien Lanctuit sous ma direction.

3.4.1 Développement d'un anneau de fibre résonant

Cette première section présente le développement de l'anneau de fibre qui est implémenté dans la boucle de stabilisation du laser bifréquence. Après avoir présenté le principe des anneaux de fibre puis le modèle développé par K. Saleh pendant sa thèse [56], nous utiliserons ces résultats pour dimensionner notre résonateur. L'anneau de fibre est ensuite étudié expérimentalement pour estimer ses principales caractéristiques.

Principe et modélisation d'un anneau de fibre

Un anneau de fibre résonant est une cavité optique formée d'un coupleur et d'une boucle de fibre optique (figure 3.20 (a)). Une partie de l'onde optique injectée dans la boucle est « piégée » dans la cavité par transmission multiple sur le coupleur. L'onde interfère avec elle-même induisant une sélectivité en fréquence des modes se propageant dans le dispositif. Pour ces fréquences, les interférences constructives entre l'onde injectée dans la cavité et ses images augmentent la puissance intra-cavité et induisent un confinement de l'onde. L'ajout d'un second coupleur dans le dispositif (figure 3.20 (b)) permet d'extraire une partie de la puissance optique circulant dans la cavité afin d'utiliser le dispositif comme un filtre passe-bande.

Nous nous intéressons à la réponse du résonateur à une onde optique de fréquence ν . D'après le modèle présenté dans l'annexe 3.D, il est possible d'exprimer les intensités optiques aux sorties de l'anneau de fibre (figure 3.20 (b)) en fonction de l'intensité optique injectée et de la fréquence par les relations :

$$\frac{I_s^{(1)}}{I_e^{(1)}} = 1 - \frac{\frac{\kappa_1(1-\kappa_1-A^2)}{(1-\kappa_1)}}{1 + A^2 - 2A \cos(kL)} \quad (3.30)$$

$$\frac{I_s^{(2)}}{I_e^{(1)}} = \frac{\frac{\kappa_1 \kappa_2 A^2}{t_1 t_2}}{1 + A^2 - 2A \cos(kL)} \quad (3.31)$$

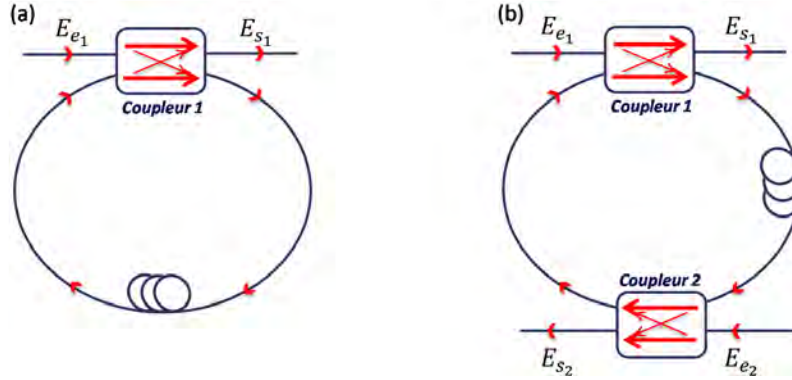


FIGURE 3.20 – Schéma de principe de deux architectures d'anneaux de fibre résonants
(a) configuration avec un coupleur et (b) configuration à deux coupleurs optiques.

avec le vecteur d'onde, $t_{(1,2)}$ et $\kappa_{(1,2)}$ respectivement le coefficient de transmission et de couplage en intensité des coupleurs 1 et 2, L la longueur de l'anneau de fibre, α_{res} les pertes additionnelles de l'anneau (pertes de propagation dans la fibre optique, soudures optiques, pertes des coupleurs,...), $k = \frac{2\pi\nu}{c}$ le vecteur d'onde et $A^2 = t_1 t_2 (1 - \alpha_{\text{res}})$.

Il est également possible d'exprimer l'intensité optique dans la cavité après le coupleur 1 comme :

$$\frac{I_{\text{cav}}}{I_e^{(1)}} = \frac{\kappa_1}{1 + A^2 - 2A \cos(kL)} \quad (3.32)$$

Ces trois fonctions, représentées sur la figure 3.21, définissent un ensemble de fréquences de résonance :

$$\nu_{\text{res}} = \frac{qc}{nL}, \quad (q \in \mathbb{N}) \quad (3.33)$$

avec n l'indice de réfraction de la fibre.

Deux fréquences de résonance sont séparées par l'intervalle spectrale libre de la cavité, noté $\Delta\nu_{\text{ISL}}$ et définie comme :

$$\Delta\nu_{\text{ISL}} = \frac{c}{nL} \quad (3.34)$$

Le facteur de qualité Q de l'anneau de fibre résonant est lié aux coefficient A relatif aux pertes de la cavité par la relation :

$$Q = \frac{\pi\nu_{\text{res}}}{2 \arcsin\left(\frac{1-A}{2\sqrt{A}}\right) \Delta\nu_{\text{ISL}}} \quad (3.35)$$

Finalement lors de la résonance, les photons injectés dans le résonateur par l'entrée 1 vont circuler dans l'anneau de fibre pendant un temps τ avant de ressortir par la sortie 2. Il est alors possible d'associer à la cavité un retard τ et une longueur de fibre optique équivalente L_{eq} . Nous avons alors :

$$Q = \pi\nu_{\text{res}}\tau \quad (3.36)$$

$$= \frac{\pi n\nu_{\text{res}}L_{\text{eq}}}{c} \quad (3.37)$$

L'évolution du facteur de qualité de la cavité Q en fonction de la longueur de l'anneau de fibre est représentée figure 3.22) pour plusieurs valeurs des coefficient de couplage t_1 et t_2 . Nous représentons également sur cette figure la longueur équivalente de l'anneau de fibre

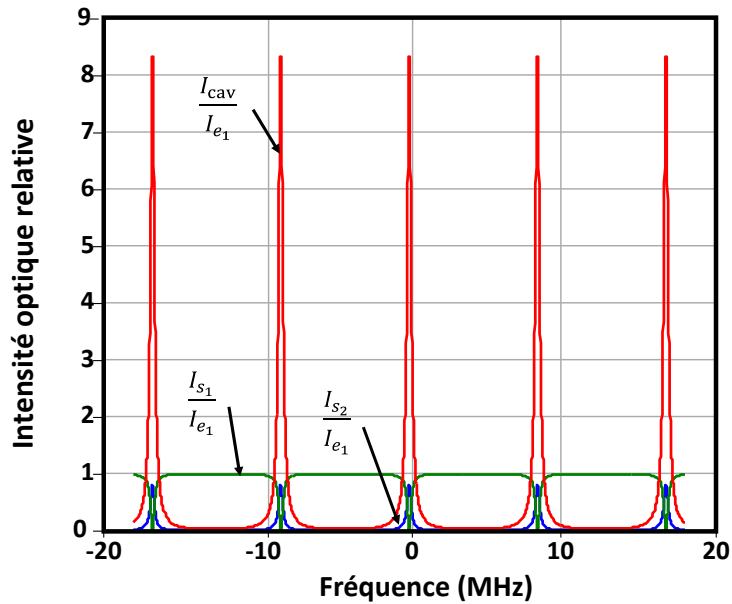


FIGURE 3.21 – Évolution des intensités optiques aux sorties de la cavité et dans l’anneau de fibre en fonction de la fréquence de l’onde optique et normalisées par l’intensité optique injecté dans l’anneau (Résultats du modèle pour $L = 25$ m, $t_1 = t_2 = 0,9$, des pertes de propagation dans la fibre de 0,2 dB/km et des pertes résiduelles - i.e soudures et coupleurs - de l’anneau de 0,07 dB).

résonant L_{eq} . Il apparaît que le facteur de qualité du résonateur augmente avec la longueur de l’anneau de fibre et le confinement de l’onde dans le résonateur - i.e. des coefficients t_1 et t_2 des coupleurs et des pertes de l’anneau. En pratique, cela signifie que le temps de vie des photons dans l’anneau augmente lorsqu’on diminue le couplage de l’onde avec l’extérieur et les pertes de propagation dans la cavité. L’apparition d’effets non-linéaires dans l’anneau de fibre (diffusion Brillouin,...) limite cependant l’allongement de la cavité [56,147]. Finalement, l’augmentation du facteur de qualité Q diminue l’intensité optique disponible en sortie du résonateur (figure 3.23). Il en résulte une dégradation du rapport signal sur bruit dans le discriminateur de fréquence optoélectronique qui accroît les contraintes sur le verrouillage de la boucle d’asservissement et dégrade les performances du système.

Réalisation et caractérisation du résonateur

À partir des études numériques réalisées avec le modèle précédent et de l’expertise du laboratoire LAAS sur les anneaux de fibre résonant, nous choisissons d’implémenter l’anneau de fibre avec deux coupleurs directionnels de coefficient de couplage $t_1 = t_2 = 0,9$ et une fibre optique monomode de 25 m de long. Nous calculons un facteur de qualité optique théorique de $4,5 \cdot 10^8$ à $1,5 \mu\text{m}$ pour des pertes de propagation dans la fibre de 0,2 dB/km et des pertes résiduelles (soudures et coupleurs) de l’anneau de 0,07 dB. Ce facteur de qualité serait obtenu avec une fibre optique non résonante d’environ 150 m.

Le résonateur est caractérisé avec le banc de mesure présenté figure 3.24 (a). La fréquence de la porteuse optique est stabilisée sur une résonance de l’anneau de fibre par un asservissement de Pound-Drever-Hall (cette architecture est présentée dans le paragraphe 3.4.3). L’onde optique injectée dans le résonateur est modulée en amplitude par un signal microonde délivré par un

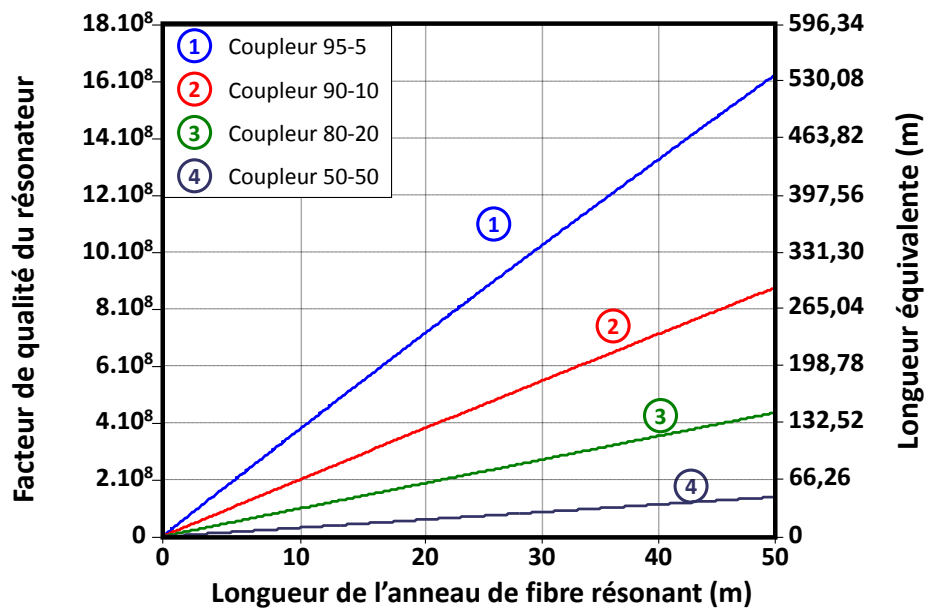


FIGURE 3.22 – Facteur de qualité de l'anneau de fibre résonant en fonction de la longueur de la cavité. La longueur équivalente du résonateur estimée grâce à la relation 3.37 est également indiquée (Résultats du modèle pour $L = 25$ m, $t_1 = t_2 = 0,9$, des pertes de propagation dans la fibre de 0,2 dB/km et des pertes résiduelles de l'anneau - i.e soudures et coupleurs - de 0,07 dB).

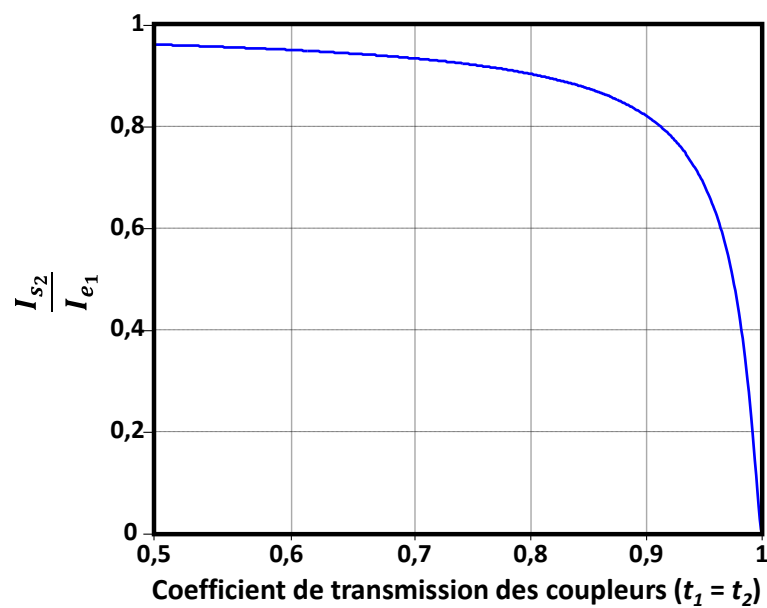


FIGURE 3.23 – Transmission en puissance entre l'entrée et la sortie 2 de l'anneau de fibre en fonction du coefficient de transmission des coupleurs (Résultats du modèle pour $t_1 = t_2 = 0,9$, des pertes de propagation dans la fibre de 0,2 dB/km et des pertes résiduelles de l'anneau - i.e soudures et coupleurs - de 0,07 dB).

analyseur de réseau vectoriel (VNA) et dont la fréquence décrit une rampe linéaire. Le signal en sortie de résonateur est détecté par une photodiode rapide puis analysé par le VNA. La fréquence de la porteuse optique étant verrouillée sur un mode de résonance de la cavité, la puissance du signal délivré par la photodiode dépend uniquement de la transmission des bandes latérales de modulation à travers l’anneau de fibre. Il permet alors une analyse assez fine des modes de résonance de la cavité et plus facile que si nous avions cherché à l’implémenter dans le domaine optique, par balayage du laser.

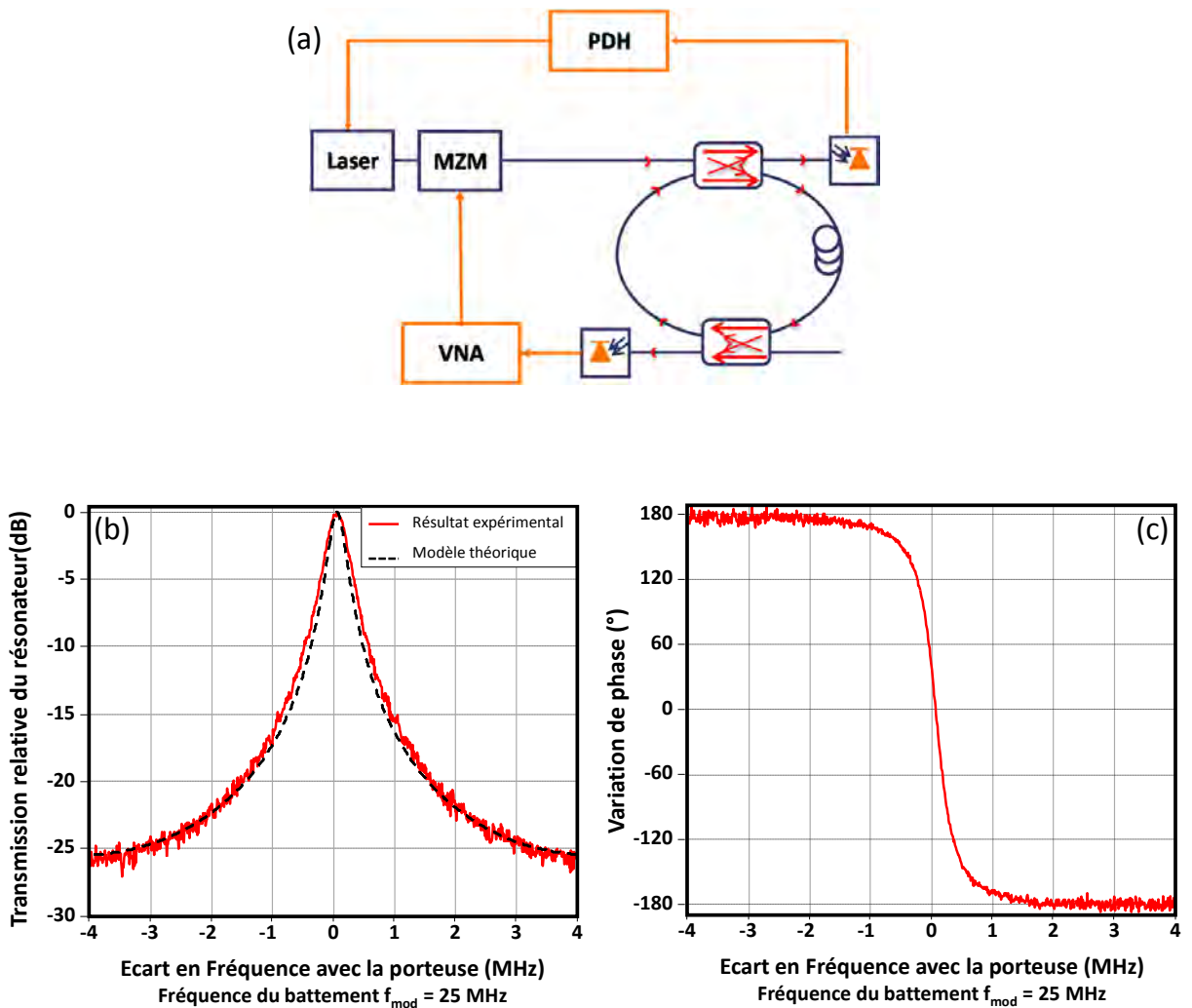


FIGURE 3.24 – (a) Schéma du banc utilisé pour caractériser une résonance de l’anneau de fibre (notons que la boîte notée « PDH » représente l’ensemble des éléments de l’asservissement de Pound-Drever-Hall détaillés dans la partie 3.4.3). (b) Spectre d’une résonance de l’anneau de fibre. (c) Saut de phase vu par le signal autour de la résonance (fréquence du battement $f_{bat} = 25$ MHz).

Nous mesurons un intervalle spectral libre de la cavité $\Delta\nu_{ISL} = 8,34$ MHz correspondant à une longueur d’anneau de $L = 25,1$ m. L’analyse d’une résonance de la cavité (figure 3.24 (b)) montre une finesse de cavité de 21,4 équivalent à un facteur de qualité de $4,8 \cdot 10^8$. Ces valeurs sont comparables au résultat du modèle calculé pour un coefficient de transmission $t_1 = t_2 = 0,905$ et des pertes résiduels de la cavité de 0,06 dB (figure 3.24 (b)). Le facteur de qualité de l’anneau

de fibre est ainsi équivalent à celui d'une simple fibre optique non résonante d'environ 160 m de long. Nous présentons dans la suite de cette section l'implémentation de l'anneau de fibre résonant comme retard optique du discriminateur de fréquence optoélectronique.

3.4.2 Développement d'un laser bifréquence monoaxe doublement accordable

La figure 3.24 (c) montre que l'anneau de fibre résonant présente une forte pente de phase microonde pourvu que la fréquence optique soit asservie sur une des résonances. L'implémentation de l'anneau de fibre dans le discriminateur de fréquence optoélectronique nécessite de pouvoir verrouiller à la fois la fréquence optique et la fréquence microonde. Dans le cas d'un laser bifréquence, cela signifie qu'il est nécessaire de verrouiller les fréquences des deux modes du laser bifréquence sur deux modes de résonance de la cavité fibrée.

La boucle de verrouillage de fréquence optoélectronique présentée dans le chapitre précédent permet de stabiliser la différence de fréquence entre les deux modes optiques. Afin de stabiliser les deux fréquences du laser sur des modes de résonance de l'anneau de fibre, cette architecture doit donc être couplée à une seconde boucle de stabilisation. Le laser « Altaïr » ne permettant le réglage que d'une seule fréquence optique, l'utilisation de l'anneau de fibre dans l'oscillateur optoélectronique accordable nécessite donc le développement un nouveau laser bifréquence dont les modes optiques sont accordables indépendamment l'un de l'autre.

Description de la cavité laser

La cavité laser bifréquence doublement accordable, représentée figures 3.25, est similaire à celle du laser « Altaïr ». Le milieu amplificateur est un disque de verre phosphate de 1 mm de long co-dopé erbium-ytterbium. Il est pompé par une diode laser monomode opérant à 975 nm et pouvant délivrer jusqu'à 650 mW. La cavité est fermée par un traitement diélectrique hautement réfléchissant autour de $1,5 \mu\text{m}$ appliqué directement à une face du milieu amplificateur d'une part et par un coupleur concave de 20 mm de rayon de courbure et de 98% de transmission d'autre part.

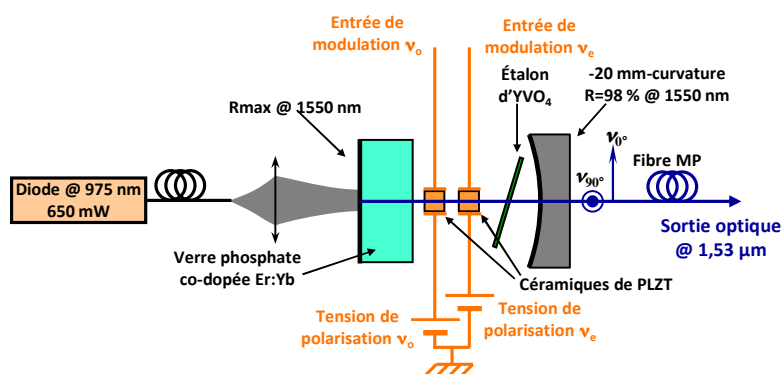


FIGURE 3.25 – Schéma du laser bifréquence monoaxe doublement accordable.

Un étalon biréfringent en orthovanadate d'yttrium (YVO_4) lève la dégénérescence en fréquence de la cavité et assure le fonctionnement monomode longitudinal de l'oscillation selon chacun des axes de polarisation de la cavité. Le réglage de l'inclinaison de la lame d' YVO_4 autorise

l'oscillation des deux modes avec une différence de fréquence optique d'environ 10 GHz [148]. Finalement deux céramiques de PLZT, dont les axes propres définis par les électrodes sont orthogonaux, sont insérées dans la cavité pour contrôler indépendamment les fréquences des deux modes.

Contrairement au laser « Altaïr », les éléments du laser sont montés sur des supports différents et alignés sur un rail optique (figure 3.26). De plus, la cavité ainsi réalisée d'environ 1 cm de long n'est pas régulée en température. Un isolateur optique indépendant de la polarisation est placé en sortie de cavité pour l'immuniser contre d'éventuelles réflexions parasites. Finalement un système optique permet l'injection des deux modes dans une fibre optique à maintien de polarisation. Le laser délivre un faisceau gaussien autour de $1,53 \mu\text{m}$ d'environ 10 mW de puissance optique et dont 6 mW sont couplées dans la fibre optique.

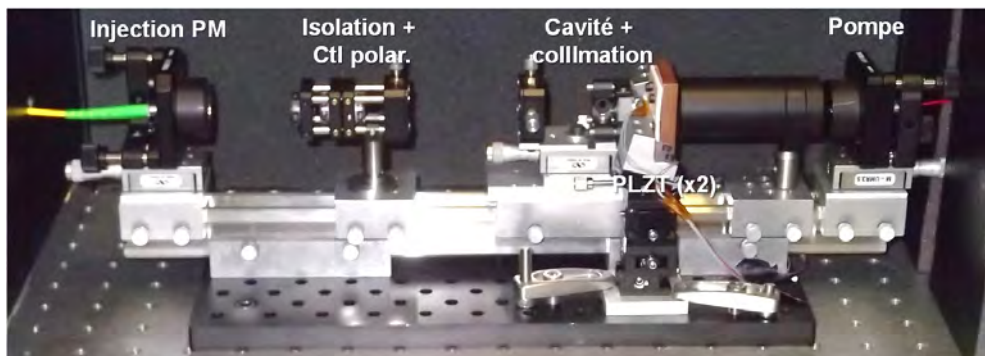


FIGURE 3.26 – Photographie du laser bifréquence doublement accordable.

Caractérisation du laser bifréquence

L'accordabilité du battement microonde en fonction de la tension appliquée sur les céramiques de PLZT est présentée figure 3.27. Une réponse similaire pour les deux éléments électro-optiques est mesurée, avec une accordabilité d'environ 1,2 GHz pour une tension de 400 V (soit une efficacité d'environ 8 kHz/V^2).

La pureté spectrale du battement microonde est mesurée avec le banc présenté dans l'annexe 2.A.1 et présentée figure 3.28. Le bruit de phase optique des deux modes laser sont également caractérisés avec le banc présenté dans l'annexe 2.C.2. Nous mesurons une densité spectrale de puissance de bruit de phase de -70 dBc/Hz à 10 kHz (respectivement -20 dBc/Hz à 1 kHz) de la porteuse microonde. Comme pour le laser précédent, nous mesurons une décroissance de la DSP du bruit de phase du battement avec l'écart en fréquence comprise entre -20 dB et -30 dB par décade au dessus de 10 kHz. En dessous de cette fréquence, la pureté spectrale du battement est dégradée vraisemblablement par les fluctuations thermiques, acoustiques et mécaniques de la cavité. Notons que l'excès de bruit observé entre 300 Hz et 1,5 kHz correspond à plusieurs pics non résolus par le banc de mesure. Ces perturbations sont également observées sur la somme des DSP de bruit de phase des deux modes optiques. Ce bruit est d'ailleurs supérieur d'environ 40 dB au bruit du battement microonde, ce qui démontre la forte corrélation de ces fluctuations de phase entre les deux modes et l'avantage de l'architecture d'un laser bifréquence par rapport à deux lasers indépendants. Notons que le battement délivré par le laser doublement accordable est plus stable à haute fréquence ($>100 \text{ kHz}$) que celui délivré par le laser « Altaïr ».

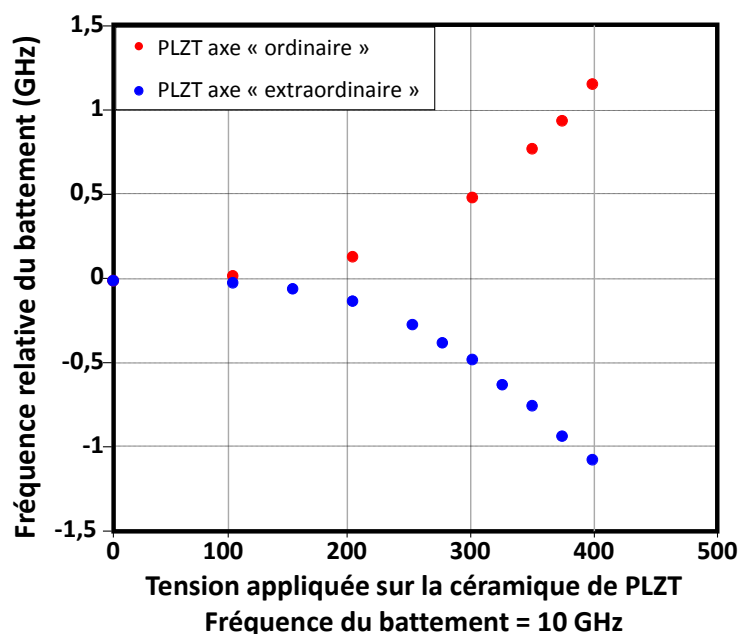


FIGURE 3.27 – Différence de fréquence entre les deux modes optiques en fonction de la tension appliquée sur une céramique de PLZT (la tension appliquée sur la seconde céramique de PLZT et nulle).

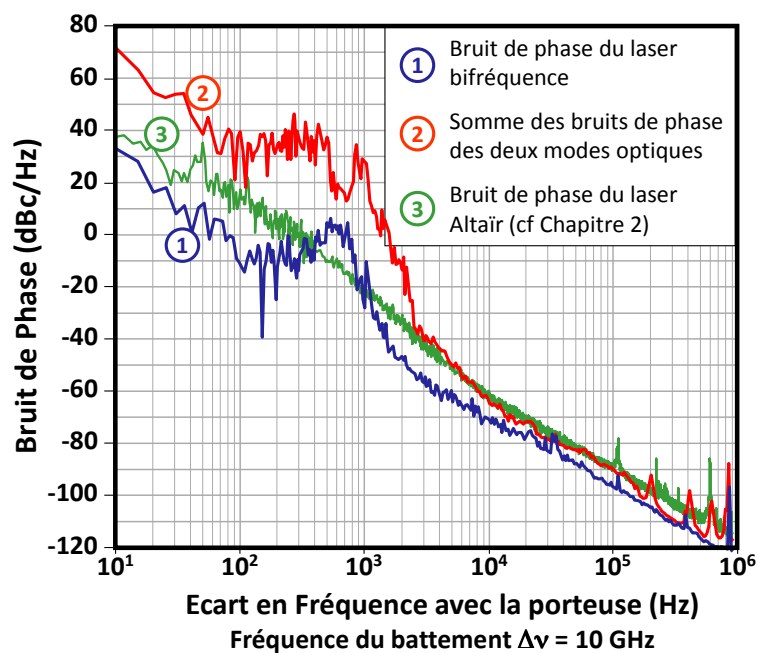


FIGURE 3.28 – Densités spectrales de puissance de bruit de phase du battement microonde et de la somme des deux modes optiques du laser bifréquence doublement accordable (fréquence du battement $f_{bat} = 10$ GHz). A titre indicatif, la densités spectrales de puissance de bruit de phase du battement microonde du laser « Altair » est également représentée.

Le laser développé est, à notre connaissance, la première démonstration d'une cavité bifréquence monoaxe doublement accordable. Dans la prochaine section, ce dispositif est implémenté dans l'oscillateur optoélectronique largement accordable.

3.4.3 Stabilisation des modes optiques d'un laser bifréquence sur les modes de résonance d'un anneau de fibre

Nous avons vu que l'utilisation de l'anneau de fibre résonant comme retard optique nécessite de stabiliser les deux fréquences du laser bifréquence sur des modes de résonance de l'anneau de fibre. Nous présentons dans cette section l'implémentation d'un asservissement de « Pound-Drever-Hall » [76] qui permet de verrouiller une des fréquences du laser sur un mode de résonance de l'anneau fibré. Nous démontrons son efficacité en mesurant la pureté spectrale du mode optique stabilisé et du battement microonde. Nous implémentons ensuite la boucle de verrouillage de fréquence optique afin de stabiliser le deuxième mode optique. Finalement, nous caractérisons la pureté spectrale de l'oscillateur dans le domaine microonde.

Verrouillage du premier mode laser par un asservissement de « Pound-Drever-Hall »

La technique de « Pound-Drever-Hall » (PDH) est une technique très utilisée pour verrouiller la longueur d'onde d'un laser sur un mode de résonance d'une cavité [76, 149]. La boucle PDH implémentée pour stabiliser un des modes optiques de notre laser est présentée figure 3.29.

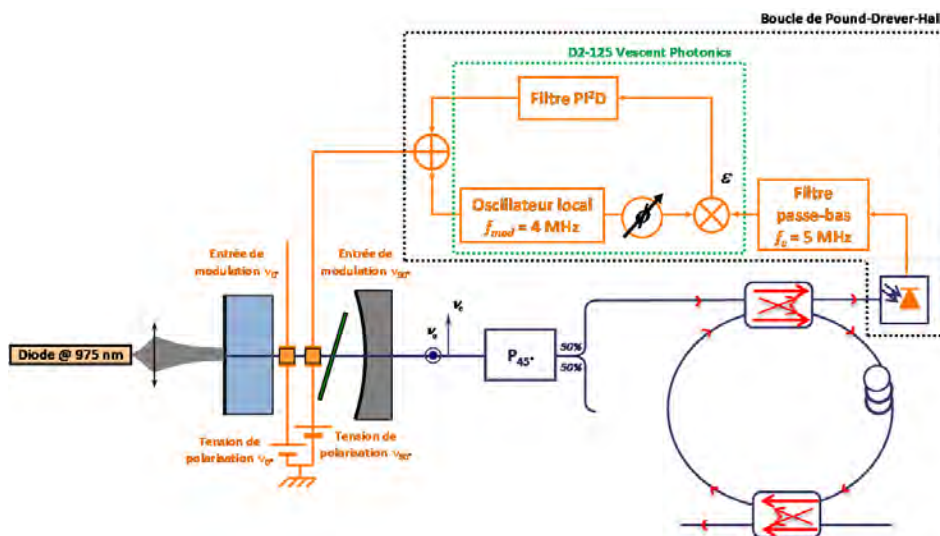


FIGURE 3.29 – Schéma de la stabilisation de la « première » fréquence du laser sur un mode de résonance de l'anneau de fibre.

Le mode optique que l'on souhaite verrouiller sur la résonance de l'anneau fibré, ici le mode de fréquence ν_e , est modulé en fréquence par l'intermédiaire du PLZT correspondant avant d'être injecté dans l'anneau de fibre résonant. Notons que pour assurer une bonne efficacité de modulation, et s'affranchir de la réponse quadratique, une tension de biais est ajoutée à cette modulation. Le signal modulé est détecté sur la sortie 1 du résonateur fibré par une photodiode puis envoyé vers une chaîne de démodulation. Le signal d'erreur en sortie du mélangeur dépend

alors de la différence de fréquence entre le mode optique du laser et du mode de résonance de l'anneau fibré. Ce signal est alors filtré par un correcteur « PI²D » (filtre proportionnel, double intégrateur, dérivé) pour assurer stabilité et performance à la boucle puis réinjecté sur la céramique de PLZT. Notons que la réalisation de cette architecture est grandement simplifiée par l'utilisation d'un boîtier commercial fourni par Vescent Photonics.

Les paramètres du correcteur « PI²D » sont optimisés pour améliorer au mieux la pureté spectrale du mode optique. Le résultat est présenté figure 3.30. Nous mesurons une bande passante d'asservissement supérieure à 100 kHz et une densité spectrale de puissance de bruit de phase de -80 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse optique. Cela correspond à une réduction d'environ 20 dB par rapport au cas sans asservissement.

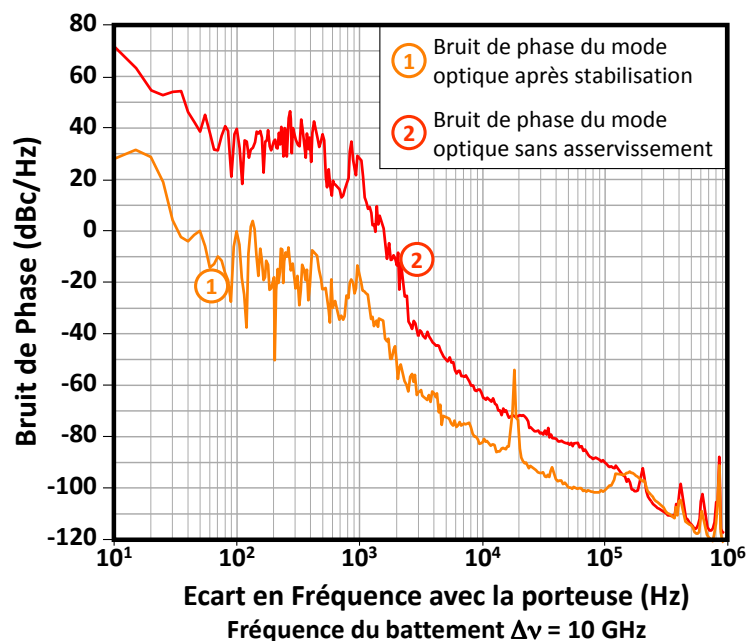


FIGURE 3.30 – Densités spectrales de puissance de bruit de phase du mode optique avant et après stabilisation sur une résonance de l'anneau de fibre (fréquence du battement $f_{bat} = 10$ GHz).

Comme nous nous y attendions, le verrouillage d'un des modes optiques sur un mode de résonance de l'anneau de fibre supprime la corrélation entre les principales composantes de bruit des deux modes de la cavité laser. Ceci induit une dégradation de la pureté spectrale du signal microonde comme observé sur la figure 3.31. Nous mesurons ainsi une augmentation de la DSP de bruit de phase après asservissement d'environ 10 dB avec un niveau proche de -60 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse. Notons que pour cette mesure, un réglage différent de la boucle d'asservissement a conduit à une bande passante d'asservissement de seulement 50 kHz.

Maintenant que le premier mode du laser est verrouillé sur un mode de résonance de l'anneau de fibre, il est possible d'implémenter une boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique.

Verrouillage du second mode laser par une boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique

Le discriminateur de fréquence optoélectronique est implémenté avec l'anneau de fibre résonant comme retard optique. Le schéma de la nouvelle architecture de l'oscillateur optoélectro-

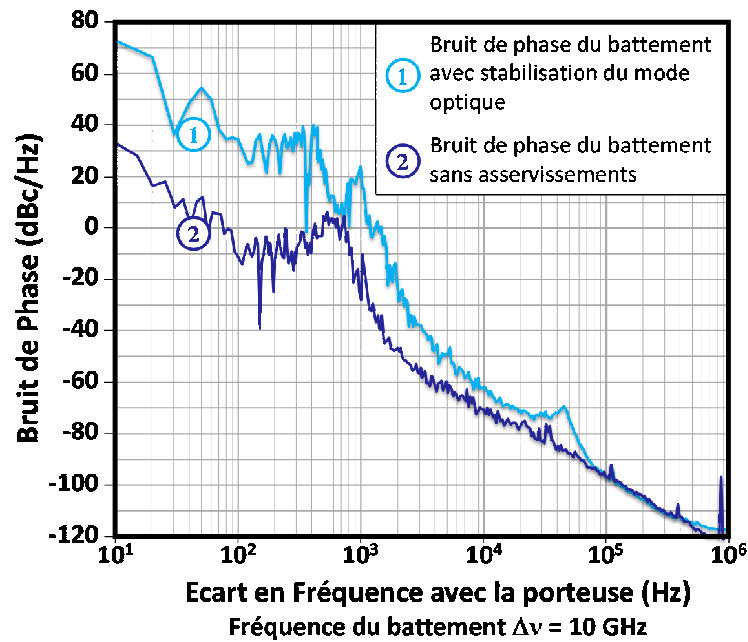


FIGURE 3.31 – Densités spectrales de puissance de bruit de phase du battement microonde avant et après stabilisation du mode optique sur la une résonance de l’anneau de fibre (fréquence du battement $f_{bat} = 10$ GHz).

nique est présenté figure 3.32. Les amplificateurs microondes du discriminateur de fréquence ne fonctionnant pas à 10 GHz, ils sont remplacés par des modèles « *ZVA-183S+* » de *Mini-Circuits*. La pureté spectrale du signal après optimisation du filtre de boucle est mesurée et le résultat présenté figure 3.33. Nous mesurons une densité spectrale de puissance de bruit de phase inférieure à -85 dBc/Hz à 10 kHz (respectivement -40 dBc/Hz à 1 kHz) de la porteuse microonde. Cela correspond à une réduction du bruit comprise entre 15 et 20 dB comparé au battement délivré par le laser non-asservi et supérieure à 20 dB pour le cas du PDH seul. Notons que la bande passante d’asservissement de cette boucle est de 40 kHz.

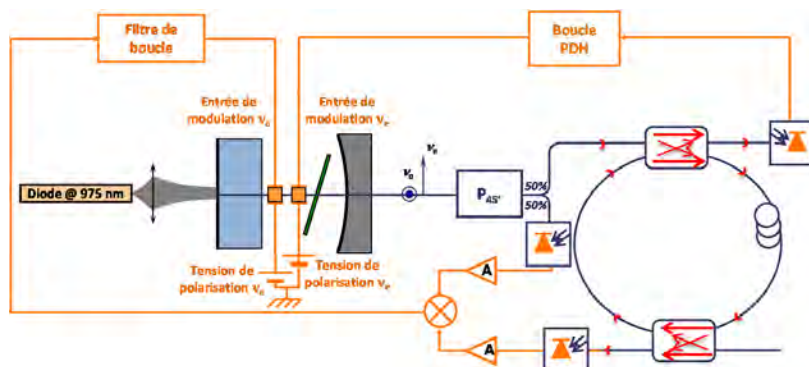


FIGURE 3.32 – Schéma de l’oscillateur optoélectronique accordable implémenté avec un anneau de fibre résonant comme long retard.

Le niveau de bruit de phase de l’oscillateur est très supérieur à la limite théorique d’un oscillateur optoélectronique accordable implémenté avec une fibre optique de 165 m et dont le facteur de qualité est équivalent à celui de notre oscillateur. Nous attribuons ces résultats

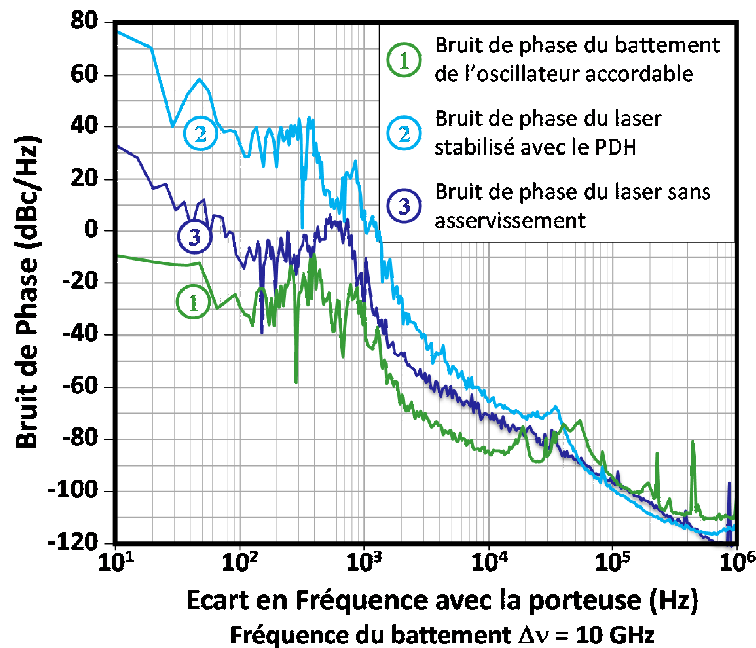


FIGURE 3.33 – Densités spectrales de puissance de bruit de phase du battement microonde délivré par l’oscillateur à résonateur optique implémenté avec les deux boucles d’asservissement (courbe 1), avec uniquement la stabilisation d’une fréquence optique avec un asservissement de Pound-Drever-Hall (courbe 2) et sans asservissement (courbe 3). (fréquence du battement $f_{bat} = 10$ GHz).

aux céramiques de PLZT utilisées dans le laser doublement accordable. Celles-ci, plus larges que la céramique utilisée dans le laser « Altair », présentent une sensibilité électro-optique et une bande passante très faibles qui limitent les performances des boucles d’asservissement. De plus, la mauvaise isolation du résonateur fibré et du laser induit un excès de bruit qui dégrade également la stabilité du battement microonde.

3.4.4 Conclusion de l’OEO accordable implémenté avec un anneau de fibre résonant

Nous avons démontré qu’un résonateur optique peut remplacer le long retard dans l’architecture de l’oscillateur optoélectronique accordable. Pour cela, un anneau de fibre résonant a été développé et implémenté dans un discriminateur de fréquence optoélectronique.

L’utilisation de l’anneau fibré a nécessité le développement d’un nouveau laser bifréquence monoaxe doublement accordable. Un étalon biréfringent en YVO_4 lève la dégénérescence en polarisation de la cavité et permet l’oscillation de deux modes orthogonaux dont les fréquences sont séparées de 10 GHz. De plus, deux céramiques de PLZT permettent d’accorder la fréquence de chaque mode optique sur une plage de fréquence supérieure à 1 GHz. Il s’agit, à notre connaissance, de la première démonstration d’une telle cavité laser.

Deux boucles de stabilisation ont permis de verrouiller les deux fréquences du laser sur deux modes de résonance de l’anneau fibré. Une densité spectrale de puissance de bruit de phase inférieure à -85 dBc/Hz à 10 kHz (respectivement -40 dBc/Hz à 1 kHz) de la porteuse microonde. Cela correspond à une réduction du bruit comprise entre 15 et 20 dB comparé au

battement délivré par le laser non-asservi. Ces résultats sont cependant loin de la limite théorique calculée par le modèle de l'oscillateur pour une longueur de fibre optique équivalente au retard introduit par le résonateur. L'étude et l'optimisation des deux boucles d'asservissement sont nécessaires afin d'améliorer la pureté spectrale de l'oscillateur, notamment en améliorant la bande passante et ainsi bénéficier du large ISL de l'anneau résonant. Celle-ci peut également être améliorée avec l'augmentation du facteur de qualité du résonateur. Finalement, l'utilisation de micro-résonateurs et de mini-résonateurs à la place de l'anneau fibré permettraient un gain de compacité plus important.

Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre l'optimisation de l'oscillateur optoélectronique accordable. Nous avons notamment étudié la sensibilité en amplitude du discriminateur de fréquence optoélectronique lorsque l'interféromètre est fortement déséquilibré. Les résultats ont montré quatre cas distincts, dépendant de la différence de phase entre les signaux envoyés sur le mélangeur. Un réglage fin du point de fonctionnement du mélangeur et l'optimisation des paramètres du filtre de boucle ont ainsi permis d'atteindre la limite de bruit théorique calculé par le modèle de l'oscillateur pour des écarts en fréquence à la porteuse inférieurs à 100 Hz. Des densités spectrales de puissance de bruit de phase de -27 dBc/Hz à 10 Hz de la porteuse microonde de la porteuse, -77 dBc/Hz à 1 kHz et -105 dBc/Hz à 10 kHz ont été mesurées. La pureté spectrale est limitée à basse fréquence par le bruit résiduel des amplificateurs microondes. Ces résultats sont indépendants de la fréquence entre 2,5 et 5,5 GHz. Pour l'instant, l'accordabilité du système est limitée par la bande passante des amplificateurs microondes.

Nous avons également étudié la conversion du bruit d'intensité optique vers le bruit de phase microonde par les photodiodes « PIN ». Un réglage fin du point de fonctionnement des photodiodes a permis de mesurer un bruit de phase inférieur à -80 dBc/Hz à 1 kHz (respectivement -110 dBc/Hz à 10 kHz) de la porteuse malgré la dégradation du bruit d'intensité optique du laser. Ces résultats restent cependant légèrement supérieurs au plancher théorique issu du bruit des amplificateurs microondes. Des études supplémentaires seront ainsi nécessaires afin de prendre en compte le bruit interférométrique du discriminateur de fréquence optoélectronique et notamment de la fibre optique (fluctuations de la longueur de la fibre optique, effets non-linéaires,...). Cependant, les performances de notre oscillateur sont déjà supérieures à celles des oscillateurs contrôlés en tension disponibles commercialement et similaires à celles des autres architectures optoélectroniques. De plus, ces résultats sont compatibles avec les spécifications requises pour certaines applications en guerre électronique.

Afin d'améliorer la pureté spectrale de l'oscillateur optoélectronique largement accordable, nous avons présenté l'implémentation d'une double boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique. Il est ainsi possible de bénéficier des avantages d'un « long » retard (une faible densité spectrale proche porteuse) et d'un « court » retard (une large bande passante d'asservissement). Nous mesurons ainsi une densité spectrale de puissance de bruit de -85 dBc/Hz à 1 kHz de la porteuse microonde et de -113 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse. Cela correspond à une réduction de 5 dB du bruit comparé au cas de la seule boucle de 100 m. Une amélioration de la pureté spectrale de l'oscillateur supérieure à 10 dB a même été mesurée à 10 Hz de la porteuse au détriment d'une dégradation du bruit pour des écarts de fréquence avec la porteuse compris entre 100 Hz et 20 kHz. Cette dégradation est imputée à une forte conversion du bruit d'amplitude vers le bruit de phase qui est dans ce cas difficilement compensable. L'amélioration du bruit d'intensité optique du laser semble donc une étape nécessaire pour améliorer significativement la pureté spectrale de l'oscillateur.

Enfin, nous avons démontré l'utilisation d'un résonateur optique sous la forme d'un anneau de fibre résonant dans notre architecture d'oscillateur optoélectronique accordable. Le résonateur optique peut alors être considéré comme plusieurs retards en parallèle dont les valeurs sont proportionnelles à la longueur de l'anneau. Son implémentation a nécessité le développement d'un nouveau type de laser bifréquence dont les deux fréquences sont contrôlables indépendamment. Les deux modes optiques ont ensuite été verrouillés sur deux modes de résonance de

l'anneau fibré par deux boucles d'asservissement. Une densité spectrale de puissance de bruit de phase inférieure à -85 dBc/Hz a été mesurée à 10 kHz (respectivement -40 dBc/Hz à 1 kHz) de la porteuse microonde. Bien que loin de la limite théorique calculée par le modèle de l'oscillateur pour une longueur de fibre optique équivalente au retard introduit par le résonateur, ces travaux ouvrent la voie à l'amélioration de la pureté spectrale de notre architecture d'oscillateur avec l'utilisation de résonateurs à forts coefficients de qualité. L'utilisation de micro-résonateurs et de mini-résonateurs à la place de l'anneau fibré laisse également envisager le développement de systèmes très compacts.

3.A Annexes : Carte d'alimentation stabilisée

La figure 3.34 présente le schéma de la carte électronique développée pour contrôler la valeur moyenne du signal en entrée du filtre de boucle et ainsi optimiser le fonctionnement du mélangeur.

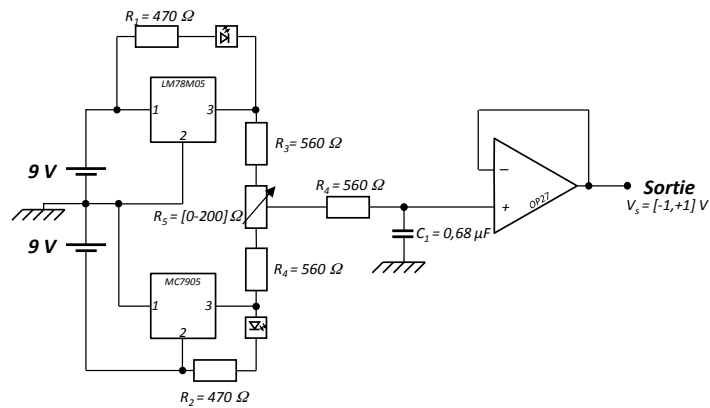


FIGURE 3.34 – Schéma de la carte d'alimentation développée pour contrôler la valeur moyenne du signal en entrée du filtre de boucle.

3.B Annexes : Résultats de la caractérisation de la sensibilité en amplitude du discriminateur de fréquence optoélectronique.

Nous présentons dans cette annexe l'évolution de la sensibilité en amplitude du discriminateur de fréquence optoélectronique. Nous caractérisons les performances du dispositif implémenté avec un mélangeur « *DB0118LW2* » de *Miteq* (figure 3.35) et un mélangeur « *DB0118LW2* » de *Miteq* (figure 3.36).

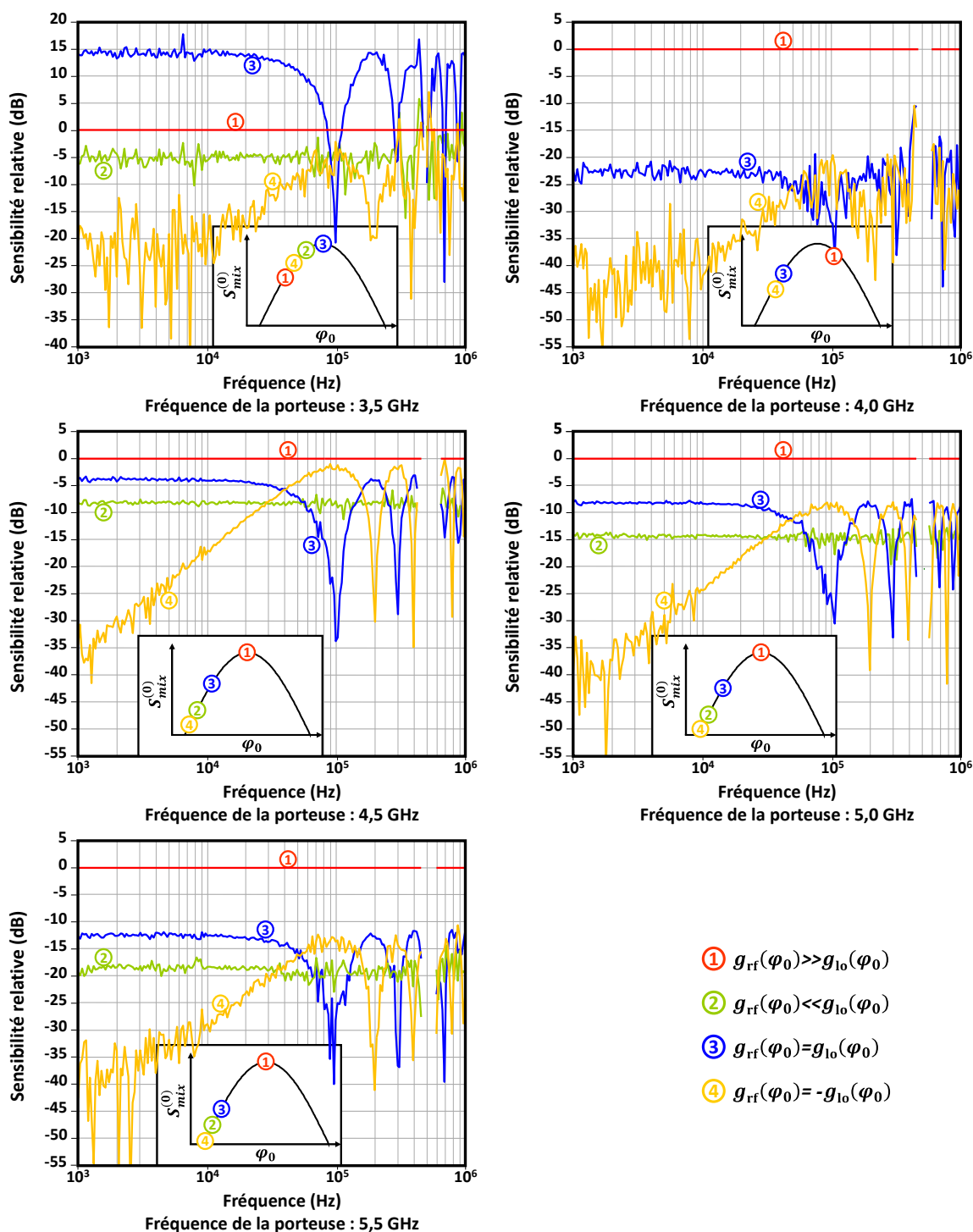


FIGURE 3.35 – Sensibilité relative du discriminateur de fréquence à une modulation d’amplitude (cas du mélangeur « ZX05-153-S+ » de Mini-Circuits). Quatre cas spécifiques sont identifiés selon le couple de valeurs $(\varphi_0, S_{mix}^{(0)})$. L’interruption des courbes autour de 500 kHz est due à la suppression des points autour de la fréquence de relaxation du laser dont le pic gênait la lisibilité des graphiques.

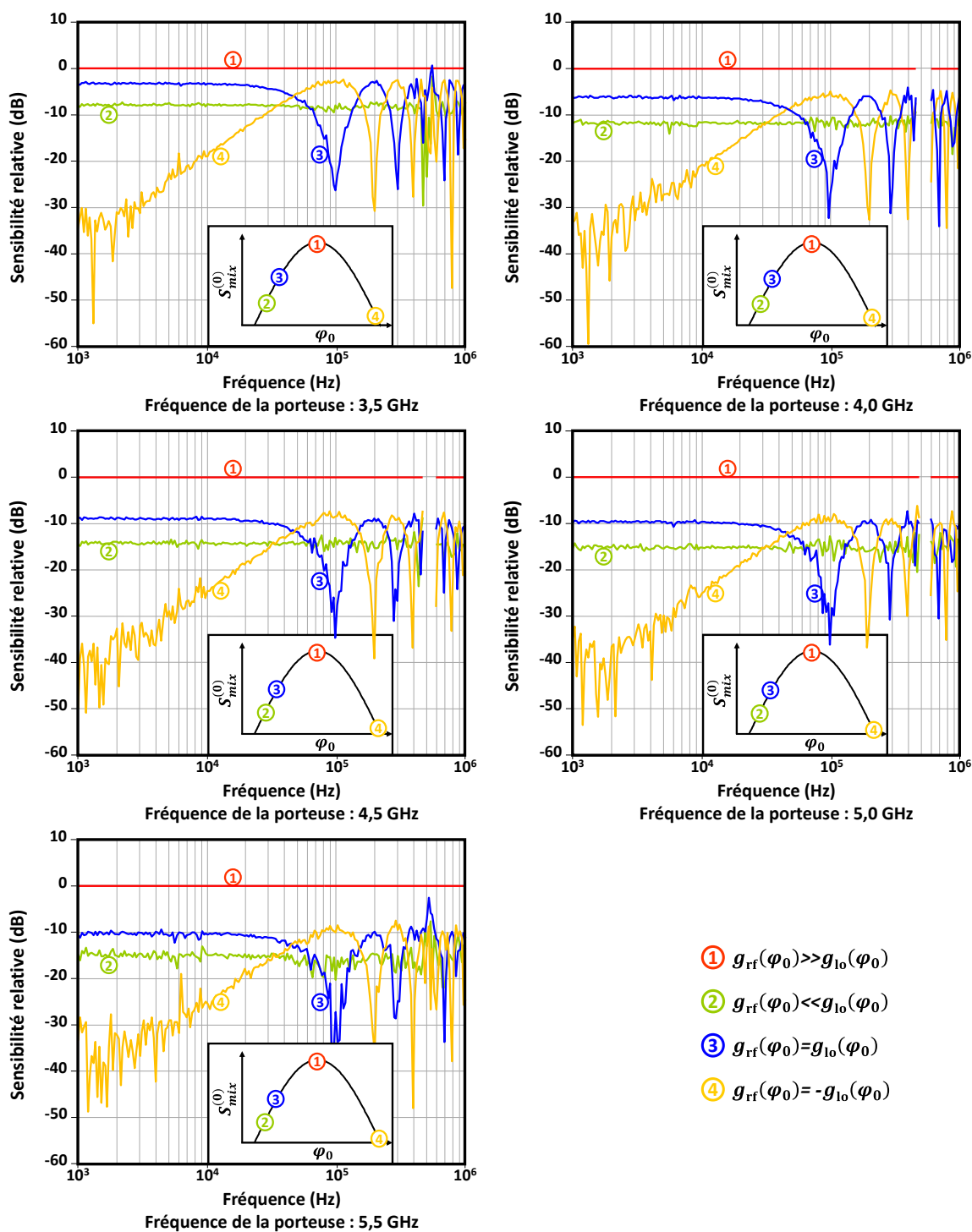


FIGURE 3.36 – Sensibilité relative du discriminateur de fréquence à une modulation d’amplitude (cas du mélangeur du type « DB0218LW2 » de Miteq). Quatre cas spécifiques sont identifiés selon le couple de valeurs $(\varphi_0, S_{mix}^{(0)})$. L’interruption des courbes autour de 500 kHz est due à la suppression des points autour de la fréquence de relaxation du laser dont le pic gênait la lisibilité des graphiques.

3.C Annexes : Résultats des mesures de conversion du bruit d'intensité optique vers le bruit de phase microonde par les photodiodes.

Nous présentons dans cette annexe les résultats des mesures de caractérisation du gain et du déphasage de la liaison optique hyperfréquence en fonction de l'intensité optique injectée sur la photodiode. Une estimation du facteur de conversion du bruit d'intensité relatif en bruit de phase est également calculée à partir de la relation 3.11. Les mesures ont été effectuées pour plusieurs fréquence de modulation du signal optique et pour différentes tensions de polarisation de la photodiode. La figure 3.37 rapporte les résultats obtenus lorsque la résistance interne de la photodiode est court-circuitée par un té de polarisation. La figure 3.38 présente les résultats pour une photodiode utilisée dans une configuration classique.

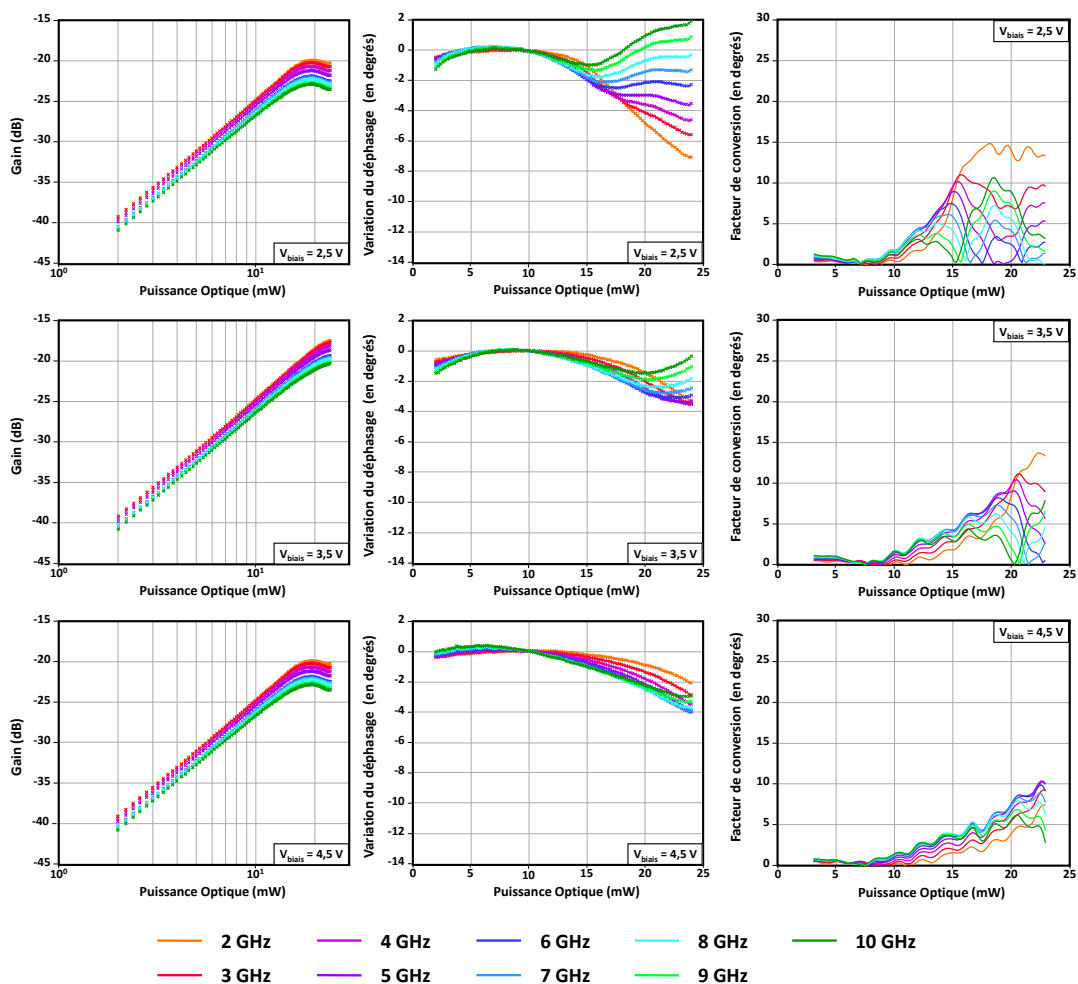


FIGURE 3.37 – Gain et phase relative du signal après propagation dans la liaison optique hyperfréquence en fonction de la puissance optique injectée sur la photodiode (Points : données expérimentales, courbes solides : données filtrées par un filtre gaussien de 11 points de largeur). Facteur de conversion du bruit d'intensité optique en bruit de phase microonde en fonction de la puissance optique et exprimé en degré (valeurs calculées à partir des données filtrées par l'équation 3.11). Résultats lorsque la résistance en série avec la jonction PIN est court-circuitée par un té de polarisation.

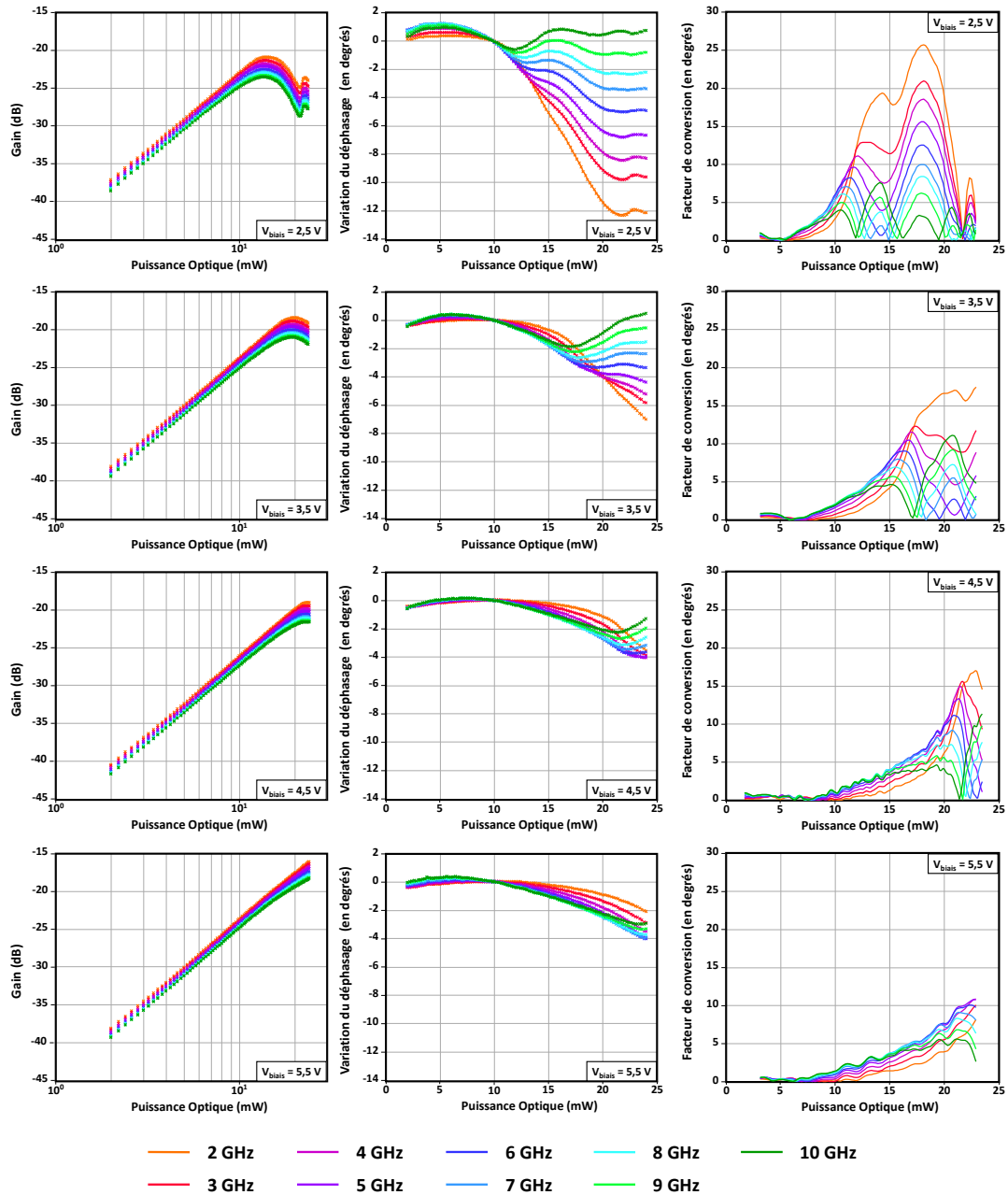


FIGURE 3.38 – Gain et phase relative du signal après propagation dans la liaison optique hyperfréquence en fonction de la puissance optique injectée sur la photodiode (Points : données expérimentales, courbes solides : données filtrées par un filtre gaussien de 11 points de largeur). Facteur de conversion du bruit d'intensité optique en bruit de phase microonde en fonction de la puissance optique et exprimé en degré (valeurs calculées à partir des données filtrées par l'équation 3.11). Résultats correspondant au montage présenté figure 3.9.

3.D Annexes : Modélisation d'un anneau de fibre

Nous présentons dans cette annexe le modèle de l'anneau développé par K. Saleh pendant sa thèse [56]. Pour cela, nous considérons l'anneau de fibre résonant (AFR) représenté figure 3.39 et composé de :

- deux coupleurs fibrés directionnels « 2 vers 2 » notés $C^{(1,2)}$ dont les paramètres de couplages sont représentés par la matrice $\begin{bmatrix} E_{s_1}^{(1,2)} \\ E_{s_2}^{(1,2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{t_{(1,2)}} & -i\sqrt{\kappa_{(1,2)}} \\ -i\sqrt{\kappa_{(1,2)}} & \sqrt{t_{(1,2)}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{e_1}^{(1,2)} \\ E_{e_2}^{(1,2)} \end{bmatrix}$ où $E_{e_1}^{(1,2)}$ et $E_{e_2}^{(1,2)}$ (respectivement $E_{s_1}^{(1,2)}$ et $E_{s_2}^{(1,2)}$) sont les champs électriques aux entrées (respectivement aux sorties) des coupleurs 1 et 2 (notations explicitées sur la figure 3.39),
- une fibre optique monomode de longueur L et d'indice de réfraction n .

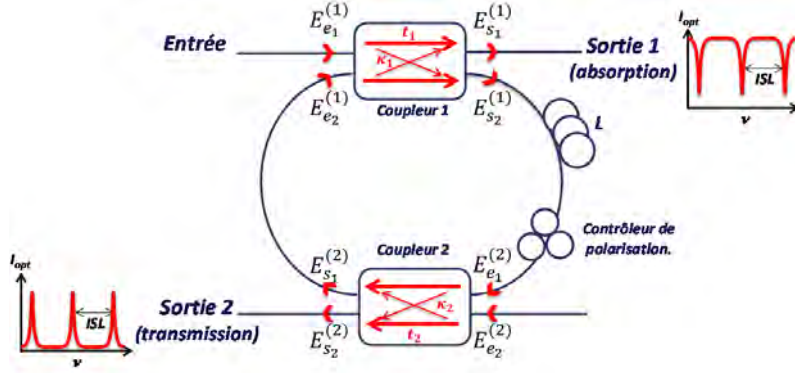


FIGURE 3.39 – Schéma de l'anneau de fibre résonant avec $\kappa_{(1,2)}$ et $t_{(1,2)}$ les coefficients de couplage.

Nous supposons que $t_{(1,2)} = 1 - \kappa_{(1,2)}$. Nous notons également α_{res} les pertes de l'anneau. Le signal est injecté dans l'anneau de fibre par l'entrée $E_{e_1}^{(1)}$. Nous pouvons alors exprimer le champ électrique $E_{s_1}^{(1)}$ comme :

$$E_{s_1}^{(1)}(z, t) = E_{e_1}^{(1)}(z, t) \left(\sqrt{t_1} - \frac{\kappa_1 A}{\sqrt{t_1}} e^{-ikL} \sum_{m=0}^{+\infty} (A e^{-ikL})^m \right) \quad (3.38)$$

$$= E_{e_1}^{(1)}(z, t) \left(\sqrt{t_1} - \frac{\kappa_1 A}{\sqrt{t_1}} \frac{e^{-ikL}}{1 - A e^{-ikL}} \right) \quad (3.39)$$

avec $A^2 = t_1 t_2 (1 - \alpha_{res})$ et $k = \frac{2\pi\nu n}{c}$.

De même nous exprimons le champ électrique $E_{s_2}^{(2)}$:

$$E_{s_2}^{(2)}(z, t) = E_{e_1}^{(1)}(z, t) \sqrt{\frac{\kappa_1 \kappa_2}{t_1 t_2}} A e^{-ikL} \sum_{m=0}^{+\infty} (A e^{-ikL})^m \quad (3.40)$$

$$= E_{e_1}^{(1)}(z, t) \frac{\sqrt{\frac{\kappa_1 \kappa_2}{t_1 t_2}} A e^{-ikL}}{1 - A e^{-ikL}} \quad (3.41)$$

Il vient alors :

$$\frac{I_{S_1}^{(1)}}{I_{e_1}^{(1)}} = \left| \frac{E_{S_1}^{(1)}(z, t)}{E_{e_1}^{(1)}(z, t)} \right|^2 = 1 - \frac{\frac{\kappa_1(1-\kappa_1-A^2)}{(1-\kappa_1)}}{1 + A^2 - 2A \cos(kL)} \quad (3.42)$$

$$\frac{I_{S_2}^{(2)}}{I_{e_1}^{(1)}} = \left| \frac{E_{S_2}^{(2)}(z, t)}{E_{e_1}^{(1)}(z, t)} \right|^2 = \frac{\frac{\kappa_1 \kappa_2 A^2}{t_1 t_2}}{1 + A^2 - 2A \cos(kL)} \quad (3.43)$$

Enfin, il est possible d'estimer l'intensité optique dans la cavité en calculant le champ électrique $E_{S_2}^{(1)}$ avec l'expression :

$$E_{S_2}^{(1)}(z, t) = -iE_{e_1}^{(1)}(z, t)\sqrt{\kappa_1} \sum_{m=0}^{+\infty} (Ae^{-ikL})^m \quad (3.44)$$

$$= -iE_{e_1}^{(1)}(z, t) \left(\frac{\sqrt{\kappa_1}}{1 - Ae^{-ikL}} \right) \quad (3.45)$$

$$\frac{I_{S_2}^{(1)}}{I_{e_1}^{(1)}}(z, t) = \left| \frac{E_{S_2}^{(1)}(z, t)}{E_{e_1}^{(1)}(z, t)} \right|^2 = \frac{\kappa_1}{1 + A^2 - 2A \cos(kL)} \quad (3.46)$$

Les expressions 3.42, 3.43 et 3.46 montrent que l'onde optique est confinée dans l'anneau de fibre lorsque $kL = 2q\pi$, ($q \in \mathbb{N}$) (figure 3.40). Cette condition est vérifiée pour un ensemble discret de fréquences défini par la relation :

$$\nu_{\text{res}} = \frac{qc}{nL}, \quad (q \in \mathbb{N}) \quad (3.47)$$

avec ν_{res} une fréquence de résonance de la cavité.

Deux fréquences de résonance sont séparées par l'intervalle spectrale libre de la cavité, noté $\Delta\nu_{\text{ISL}}$ est définie comme :

$$\Delta\nu_{\text{ISL}} = \frac{c}{nL} \quad (3.48)$$

Enfin, il est possible de réécrire l'équation 3.43 comme :

$$\frac{I_{S_2}^{(2)}}{I_{e_1}^{(1)}}(z, t) = \frac{B}{1 + C \sin^2\left(\frac{kL}{2}\right)} \quad (3.49)$$

avec $B = \frac{\kappa_1 \kappa_2 A^2}{t_1 t_2 (1-A)^2}$ et $C = \frac{4A}{(1-A)^2}$

La largeur à mi-hauteur $\delta\nu_{-3\text{dB}}$ peut alors s'exprimer :

$$\delta\nu_{-3\text{dB}} = \frac{2c}{\pi nL} \arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{C}}\right) \quad (3.50)$$

Nous définissons ainsi la finesse de la cavité notée F comme :

$$F = \frac{\Delta\nu_{\text{ISL}}}{\delta\nu_{-3\text{dB}}} \quad (3.51)$$

$$= \frac{\pi}{2 \arcsin\left(\frac{1-A}{2\sqrt{A}}\right)} \quad (3.52)$$

Nous pouvons ainsi exprimer le facteur de qualité du résonateur comme :

$$Q_{\text{AFR}} = \frac{\nu_{\text{res}}}{\delta\nu_{-3\text{dB}}} \quad (3.53)$$

$$= F \frac{\nu_{\text{res}}}{\Delta\nu_{\text{ISL}}} \quad (3.54)$$

$$= \frac{nL\pi\nu_{\text{res}}}{2c \arcsin\left(\frac{1-A}{2\sqrt{A}}\right)} \quad (3.55)$$

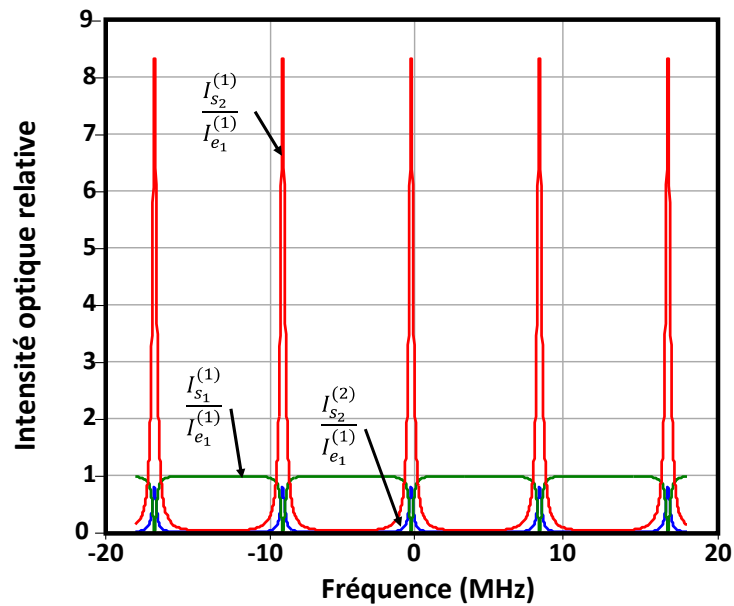


FIGURE 3.40 – Évolution des intensités optiques aux sorties de la cavité et dans l'anneau de fibre en fonction de la fréquence de l'onde optique et normalisé par l'intensité optique injecté dans l'anneau (Résultats du modèle pour $t_1 = t_2 = 0,9$, des pertes de propagation dans la fibre de 0,2 dB/km et des pertes résiduelles -i.e soudures et coupleurs - de l'anneau de 0,07 dB).

Il apparaît donc que le facteur de qualité de l'anneau de fibre résonnant augmente avec la longueur de l'anneau et du confinement de l'onde dans le résonateur - i.e. l'augmentation de t_1 et t_2 et la réduction des pertes de la cavité. En pratique, cela correspond à augmenter le temps de vie des photons dans l'anneau de fibre en réduisant le couplage de l'onde avec l'extérieur et en réduisant les pertes de propagation dans la cavité.

3.E Annexes : Fiches techniques des composants utilisés pour le discriminateur de fréquence optoélectronique

3.E.1 Mélangeur doublement équilibré « DB0218LW2 » de Miteq


MIXER PRODUCTS

2 TO 18 GHz DOUBLE-BALANCED MIXER

MODELS: DB0218LW2 AND DB0218LA1

FEATURES

- RF/LO coverage..... 2 to 18 GHz
- IF operation..... DC to 750 MHz
- LO power range..... +7 to +13 dBm
- Conversion loss..... 6.5 dB typical
- Packaging..... Hermetically sealed

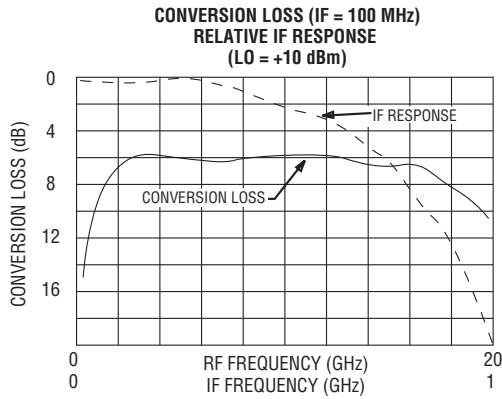
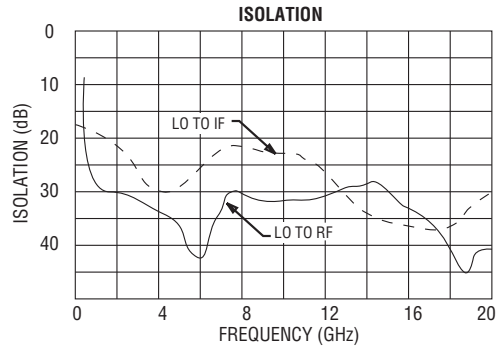
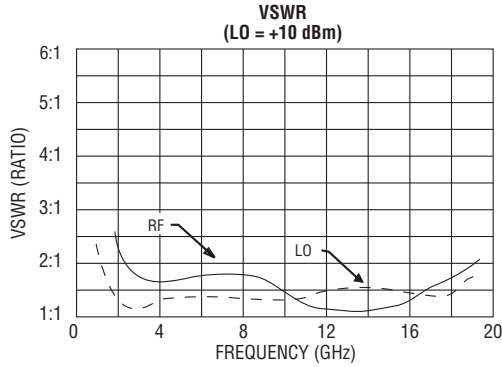


MITEQ's DB0218LW2 mixer is constructed of a balanced diode quad fed by microstrip RF and LO baluns and a DC-coupled IF structure. The construction, coupled with the hermetic packing, provides for high inherent reliability and performance over an extremely broad frequency range. This device performs as an up- or downconverter covering most EW bands, utility testing and breadboard applications.

ELECTRICAL SPECIFICATIONS					
INPUT PARAMETERS	CONDITION	UNITS	MIN.	TYP.	MAX.
RF frequency range		GHz	2		18
RF VSWR (RF = -10 dBm, LO = +10 dBm)	2 to 18 GHz	Ratio		1.5:1	
LO frequency range		GHz	2		18
LO power range		dBm	+7	+10	+13
LO VSWR (LO = +10 dBm)	2 to 18 GHz	Ratio		1.5:1	
TRANSFER CHARACTERISTICS	CONDITION	UNITS	MIN.	TYP.	MAX.
Conversion loss (IF = 100 MHz, LO = +10 dBm)	2 to 18 GHz	dB		6.5	8.5
Single-sideband noise figure	2 to 18 GHz	dB			9
LO-to-RF isolation	2 to 18 GHz	dB	22	30	
LO-to-IF isolation	2 to 18 GHz	dB		20	
RF-to-IF isolation	2 to 18 GHz	dB		30	
Input power at 1 dB compression	LO = +10 dBm	dBm		+5	
Input two-tone third-order intercept point	LO = +10 dBm	dBm		+15	
OUTPUT PARAMETERS	CONDITION	UNITS	MIN.	TYP.	MAX.
IF frequency range	3 dB bandwidth	GHz	DC		0.75
IF VSWR (IF = -10 dBm, LO = +10 dBm)		Ratio		1.5:1	

C-94E/35

DB0218LW2/A1 TYPICAL TEST DATA



SINGLE-TONE (m) RF x (n) LO RELATIVE SPUR LEVEL (dBc) TO REF (RF = -10 dBm, LO = +10 dBm)

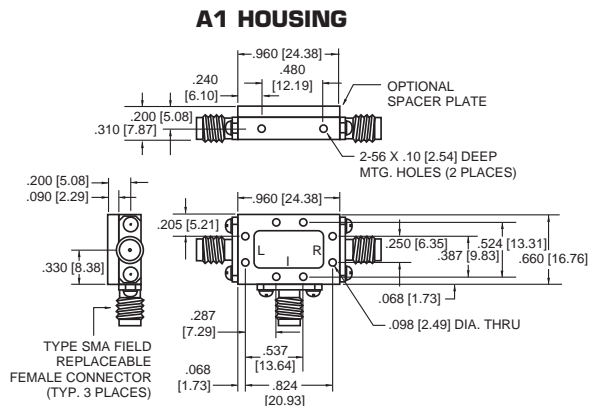
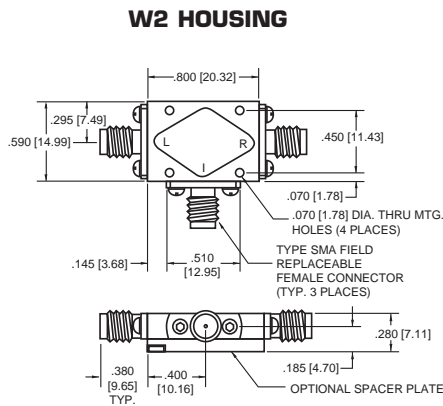
5	> 85	> 85	> 85	> 85	> 85
4	75	75	80	85	80
3	45	60	55	65	55
2	43	49	50	50	60
1	REF	30	11	33	20
	1	2	3	4	5

MAXIMUM RATINGS
 Specification temperature +25°C
 Operating temperature -54 to +85°C
 Storage temperature -65 to +125°C

AVAILABLE OPTION
 Medium/high dynamic range options
 M (LO = +13 to +17 dBm), (IP³ = +18 dBm typ.)
 H (LO = +17 to +20 dBm), (IP³ = +22 dBm typ.)
 Conversion loss = 9.5 dB max.

NOTE: Test data supplied at 25°C; conversion loss and LO-to-RF isolation.

OUTLINE DRAWINGS



NOTE: All dimensions shown in brackets [] are in millimeters.



3.E.2 Amplificateurs microondes « ZVA183+ » de Mini-Circuits

Super Ultra Wideband Amplifier

ZVA-183+

50Ω 700 MHz to 18 GHz

Features

- super ultra-wideband, 700 MHz to 18 GHz
- high output IP3, +33 dBm typ.
- rugged, compact case (including mounting bracket)
- unconditionally stable
- good matching at input and output
- withstands open/short load at 1dB compression point output power
- very good isolation, 75 dB typ.



Model No.	ZVA-183-S+	▲ZVA-183X-S+
Case Style	AV1280	
Connectors	SMA	
Price (Qty.)	\$895.00 ea. (1-9)	\$845.00 ea. (1-9)

Applications

- radar
- very wideband test instrumentation
- lab use
- wideband isolation, directivity 50 dB typ.

+RoHS Compliant
The +Suffix identifies RoHS Compliance. See our web site for RoHS Compliance methodologies and qualifications

Electrical Specifications at 25°C

Parameter	Condition (MHz)	ZVA-183+ ▲ZVA-183X+			Units
		Min.	Typ.	Max.	
Frequency Range		700	—	18000	MHz
Gain	700 - 18000	24	26	—	dB
Gain Flatness	700 - 18000	—	±1.0	—	dB
Output Power at 1dB compression	700 - 18000	21	24	—	dBm
Noise Figure	700 - 18000	—	3.0	5.5	dB
Output third order intercept point	700 - 18000	—	+33	—	dBm
Input VSWR	700 - 18000	—	1.35	—	:1
Output VSWR	700 - 18000	—	1.25	—	:1
DC Supply Voltage		—	12*	—	V
Supply Current		—	—	400	mA

* Recommended Operating Voltage.

▲Heat sink not included. Alternative heat sinking and heat removal must be provided by the user to limit maximum base-plate temperature to 85°C, in order to ensure proper performance. For reference, this requires thermal resistance of user's external heat sink to be 4°C/W max.

Maximum Ratings

Parameter	Ratings
Operating Temperature	-55°C to 85°C base plate temp.
Storage Temperature	-65°C to 150°C
DC Voltage	15V
CW Input RF Power (no damage)	+4 dBm

Permanent damage may occur if any of these limits are exceeded.



P.O. Box 350166, Brooklyn, New York 11235-0003 (718) 934-4500 Fax (718) 332-4661 The Design Engineers Search Engine Provides ACTUAL Data Instantly at minicircuits.com

For detailed performance specs & shopping online see web site

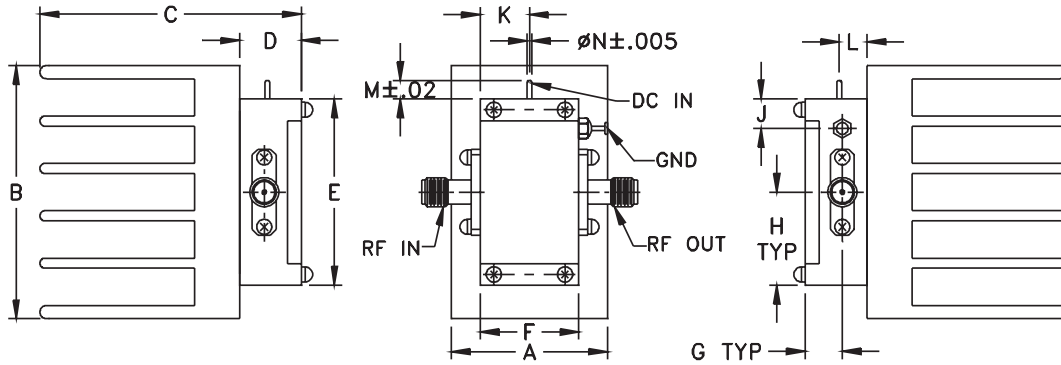
IF/RF MICROWAVE COMPONENTS

Notes: 1. Performance and quality attributes and conditions not expressly stated in this specification sheet are intended to be excluded and do not form a part of this specification sheet. 2. Electrical specifications and performance data contained herein are based on Mini-Circuit's applicable established test performance criteria and measurement instructions. 3. The parts covered by this specification sheet are subject to Mini-Circuits standard limited warranty and terms and conditions (collectively, "Standard Terms"); Purchasers of this part are entitled to the rights and benefits contained therein. For a full statement of the Standard Terms and the exclusive rights and remedies thereunder, please visit Mini-Circuits' website at www.minicircuits.com/MCLStore/terms.jsp.

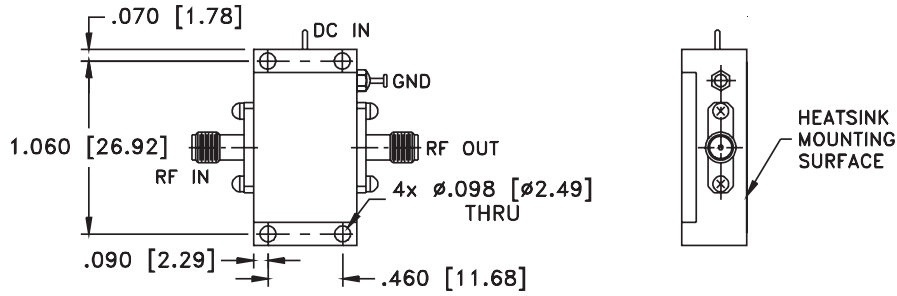
REV. C
M124823
ZVA-183+
ED-13014
BC/CP/AM
120822
Page 1 of 4

ZVA-183+

Outline Drawing for models with heatsink



Outline Drawing for models without heatsink



Shim and mounting hardware included with models without heatsink.

Outline Dimensions (inch/mm)

A	B	C	D	E	F	G	H	J	K	L	M	N	wt
1.01	1.63	1.69	.40	1.20	.64	.24	.60	.19	.32	.22	.12	.03	grams*
25.65	41.40	42.93	10.16	30.48	16.26	6.10	15.24	4.83	8.13	5.59	3.05	0.76	58

*17 grams without heatsink



P.O. Box 350166, Brooklyn, New York 11235-0003 (718) 934-4500 Fax (718) 332-4661 The Design Engineers Search Engine Provides ACTUAL Data Instantly at minicircuits.com

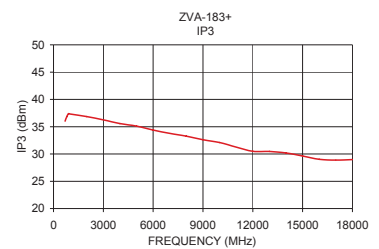
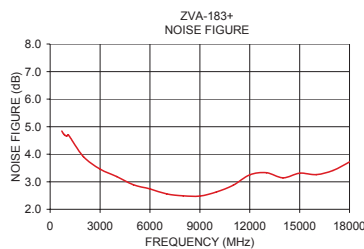
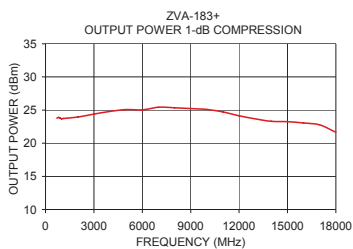
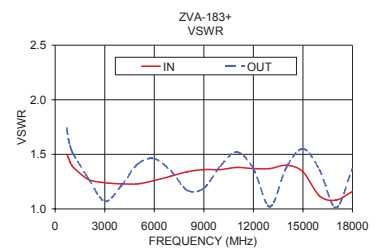
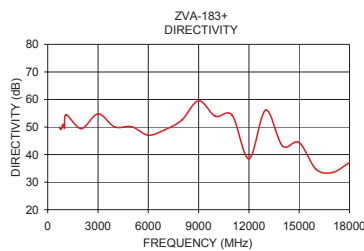
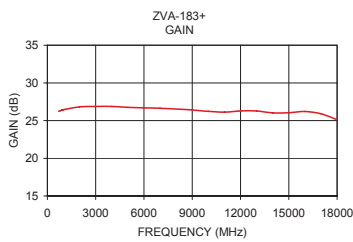
For detailed performance specs & shopping online see web site

Notes: 1. Performance and quality attributes and conditions not expressly stated in this specification sheet are intended to be excluded and do not form a part of this specification sheet. 2. Electrical specifications and performance data contained herein are based on Mini-Circuit's applicable established test performance criteria and measurement instructions. 3. The parts covered by this specification sheet are subject to Mini-Circuits standard limited warranty and terms and conditions (collectively, "Standard Terms"); Purchasers of this part are entitled to the rights and benefits contained therein. For a full statement of the Standard Terms and the exclusive rights and remedies thereunder, please visit Mini-Circuits' website at www.minicircuits.com/MCLStore/terms.jsp.

Typical Performance Data/Curves

ZVA-183+

FREQUENCY (MHz)	GAIN (dB)	DIRECTIVITY (dB)	VSWR (:1)		NOISE FIGURE (dB)	POUT at 1 dB COMPR. (dBm)	FREQUENCY (MHz)	IP3 (dBm)
	12V	12V	IN	OUT	12V	12V		12V
700.00	26.25	49.93	1.50	1.74	4.84	23.77	700.00	36.01
800.00	26.32	49.16	1.47	1.64	4.74	23.89	800.00	36.82
900.00	26.40	50.96	1.43	1.58	4.68	23.80	900.00	37.38
1000.00	26.45	49.60	1.40	1.53	4.66	23.67	1000.00	37.33
1100.00	26.49	54.43	1.38	1.50	4.70	23.73	2000.00	36.86
2000.00	26.83	49.44	1.27	1.28	3.91	23.95	3000.00	36.24
3000.00	26.88	54.76	1.24	1.07	3.46	24.39	4000.00	35.58
4000.00	26.87	50.02	1.23	1.21	3.19	24.80	5000.00	35.10
5000.00	26.75	50.10	1.23	1.41	2.89	25.08	6000.00	34.38
6000.00	26.68	47.03	1.26	1.46	2.74	25.04	7000.00	33.78
7000.00	26.64	49.03	1.30	1.35	2.56	25.43	8000.00	33.26
8000.00	26.53	52.49	1.34	1.17	2.49	25.34	9000.00	32.62
9000.00	26.42	59.55	1.36	1.19	2.48	25.23	10000.00	32.09
10000.00	26.23	53.89	1.36	1.39	2.63	25.09	11000.00	31.27
11000.00	26.12	54.33	1.38	1.52	2.87	24.73	12000.00	30.49
12000.00	26.28	38.47	1.37	1.37	3.25	24.14	13000.00	30.47
13000.00	26.27	56.13	1.37	1.02	3.33	23.68	14000.00	30.19
14000.00	26.03	43.11	1.40	1.38	3.14	23.31	15000.00	29.63
15000.00	26.04	44.40	1.34	1.55	3.31	23.24	16000.00	29.01
16000.00	26.21	34.69	1.12	1.36	3.26	23.06	17000.00	28.88
17000.00	25.90	33.52	1.08	1.01	3.41	22.76	18000.00	28.98
18000.00	25.12	37.12	1.16	1.37	3.72	21.65		



P.O. Box 350166, Brooklyn, New York 11235-0003 (718) 934-4500 Fax (718) 332-4661 The Design Engineers Search Engine [minicircuits.com](http://www.minicircuits.com) Provides ACTUAL Data Instantly at minicircuits.com

Notes: 1. Performance and quality attributes and conditions not expressly stated in this specification sheet are intended to be excluded and do not form a part of this specification sheet. 2. Electrical specifications and performance data contained herein are based on Mini-Circuit's applicable established test performance criteria and measurement instructions. 3. The parts covered by this specification sheet are subject to Mini-Circuits standard limited warranty and terms and conditions (collectively, "Standard Terms"); Purchasers of this part are entitled to the rights and benefits contained therein. For a full statement of the Standard Terms and the exclusive rights and remedies thereunder, please visit Mini-Circuits' website at www.minicircuits.com/MCLStore/terms.jsp.

3.F Annexes : Photographies du dispositif expérimental

3.F.1 Photographies de l'oscillateur accordable

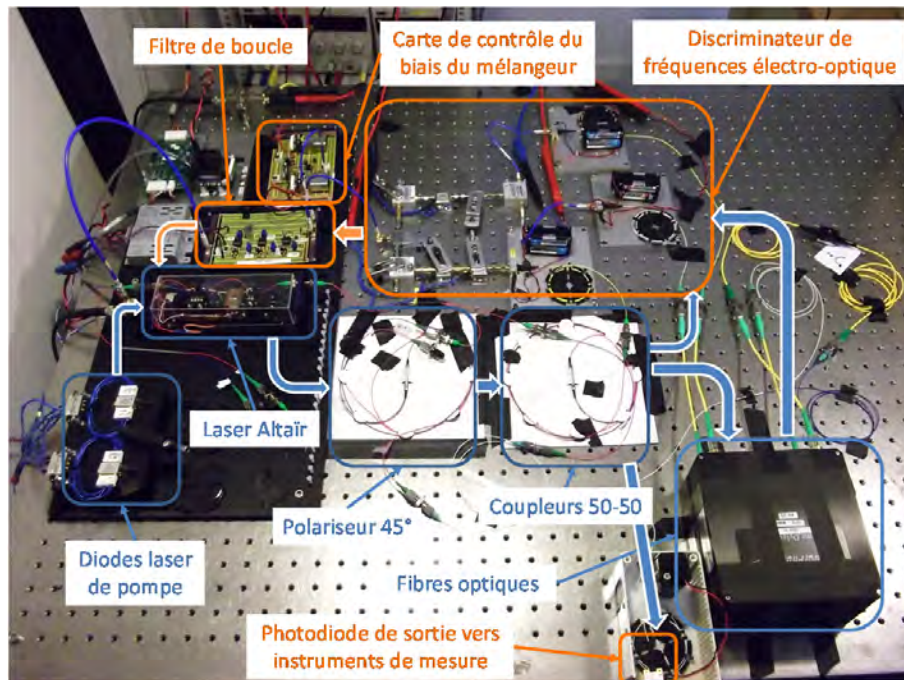


FIGURE 3.41 – Photographie de l'oscillateur optoélectronique accordable implémenté avec une double boucle à verrouillage de fréquence optoélectronique

Chapitre 4

Oscillateur Optoélectronique Couplé

Sommaire

Introduction	161
4.1 Principe d'un oscillateur optoélectronique couplé	162
4.1.1 Limites des oscillateurs optoélectroniques à ligne à retard fibrée	162
4.1.2 Principe d'un oscillateur optoélectronique couplé	164
4.2 COEO basé sur un SOA à semelle	167
4.2.1 L'amplificateur optique à semi-conducteur « à semelle »	167
4.2.2 Développement du laser à verrouillage de modes	170
4.2.3 Réalisation d'un oscillateur optoélectronique couplé	172
4.2.4 COEO implémenté avec un SOA « à semelle » de 5 mm	176
Conclusion	178
4.A Annexe : Développement d'un banc « sous pointe » spécifique permettant la dissipation de fortes puissances thermiques.	179

Introduction

Ce chapitre présente le développement d'un oscillateur optoélectronique couplé (COEO) très faible bruit basé sur une nouvelle architecture d'amplificateur optique à semi-conducteur dite « à semelle ».

Une première partie décrit à titre de comparaison le fonctionnement et les limites des oscillateurs optoélectroniques « classiques » (OEO) implémentés avec une fibre optique comme ligne à retard. Nous présentons ensuite le principe d'un oscillateur optoélectronique « couplé ». Cette évolution de l'OEO permet d'améliorer les performances et la compacité de ces dispositifs.

Nous décrivons dans une seconde partie la réalisation d'un COEO basé sur un amplificateur optique à semi-conducteur (SOA) « à semelle » développé au III-V Lab. Après avoir présenté les caractéristiques du SOA, nous implémentons l'oscillateur et caractérisons la pureté spectrale du signal microonde.

4.1 Principe d'un oscillateur optoélectronique couplé

Le concept d'oscillateur optoélectronique (OEO) a été proposé par Yao *et al.* en 1996 [14]. L'introduction d'une liaison optique microonde dans la cavité permet d'utiliser une fibre optique de plusieurs kilomètres comme ligne à retard afin de donner à l'oscillateur un grand facteur de qualité. Cette architecture, très simple à réaliser, permet ainsi de générer des signaux microondes avec une très grande pureté spectrale comme nous l'avons vu dans le chapitre 1.

Comme nous le verrons par la suite, un compromis sur la longueur de la fibre optique limite les performances de ces oscillateurs. Ainsi dès 1997, Yao *et al.* propose une évolution appelée oscillateur optoélectronique couplé (COEO) afin de réduire les contraintes sur la longueur de la fibre. Cette nouvelle architecture permet d'améliorer les performances et la compacité du système. Afin de mieux comprendre les motivations de cette évolution, nous présentons d'abord le fonctionnement et les limites de l'architecture OEO.

4.1.1 Limites des oscillateurs optoélectroniques à ligne à retard fibrée

L'architecture type d'un oscillateur optoélectronique à ligne à retard fibrée, représentée figure 4.1, est basée sur une liaison optique microonde résonante. Le faisceau délivré par un laser continu est modulé en intensité par un modulateur électro-optique du type Mach-Zehnder. Le signal optique modulé se propage ensuite dans une longue fibre optique puis est détecté par une photodiode rapide. Le signal délivré par la photodiode est amplifié puis rebouclé sur le modulateur électro-optique afin de former une cavité. Lorsque le gain des amplificateurs compense les pertes, toutes les fréquences harmoniques de $1/\tau_d$ sont susceptibles d'osciller, τ_d étant le temps nécessaire au signal pour faire un tour de cavité. Un filtre microonde inséré entre la photodiode et le modulateur permet de sélectionner le mode de résonance et filtre les autres modes de la cavité.

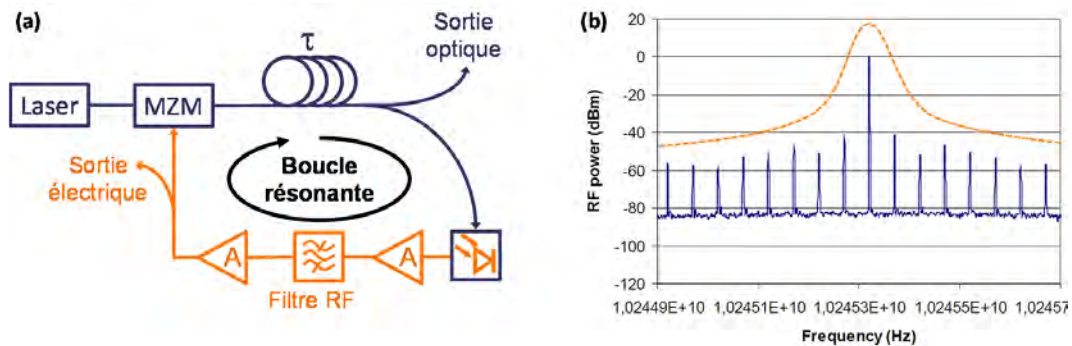


FIGURE 4.1 – (a) Schéma d'un oscillateur optoélectronique à ligne à retard optique. (b) Illustration de la sélection du mode de fonctionnement de l'oscillateur par le résonateur microonde. MZM : Modulateur Mach Zehnder ; A : Amplificateur hyperfréquence.

Les faibles pertes de propagation du signal dans la fibre optique (inférieures à 0,18 dB/km pour une porteuse optique de 1,55 μm) permet de réaliser des boucles de plusieurs kilomètres. Le temps de propagation de l'onde dans la cavité induit une rampe de phase permettant de définir un facteur de qualité Q_{τ_d} tel que (chapitre 1) :

$$Q_{\tau_d} = \pi f_{\text{RF}} \tau_d \quad (4.1)$$

avec f_{RF} la fréquence de résonance de la cavité optoélectronique et τ_d le temps de propagation de l'onde dans la cavité. Pour de longues fibres optiques, $\tau_d \approx c/nL$ où L et n sont respectivement la longueur et l'indice de réfraction de la fibre optique. Par exemple, un système implémenté avec une fibre optique de 2 km et fonctionnant à 10 GHz présente un facteur de qualité équivalent de $3,15 \cdot 10^5$. Les performances de cet oscillateur sont théoriquement croissantes avec l'augmentation de la longueur de la fibre optique.

Un modèle de bruit simple de cet oscillateur dans lequel est étudié la propagation de la phase $\varphi(t)$ du signal a été proposé par Rubiola [28] (figure 4.2 (b)). Ce modèle se place dans le domaine des fréquences et s'intéresse donc à $\tilde{\varphi}(\omega)$. La fonction de transfert du retard optique est notée $\beta_{\tau_d}(i\omega) = e^{-i\omega\tau_d}$, tandis que le résonateur est modélisé par filtre passe-bande d'ordre 2. Lorsque la fréquence d'oscillation $f_{rf} = \frac{\omega_0}{2\pi}$ est au centre de la résonance du filtre, celui-ci est équivalent pour la phase à un filtre passe-bas d'ordre 1 de la forme :

$$\beta_{rf}(i\omega) = \frac{1}{1 + i\tau_f\omega} \quad (4.2)$$

avec $\tau_f = \frac{2Q_f}{\omega_0}$ le temps d'amortissement du filtre passe-bas où Q_f et $2\pi\omega_0$ sont respectivement le facteur de qualité et la fréquence centrale du filtre passe-bande.

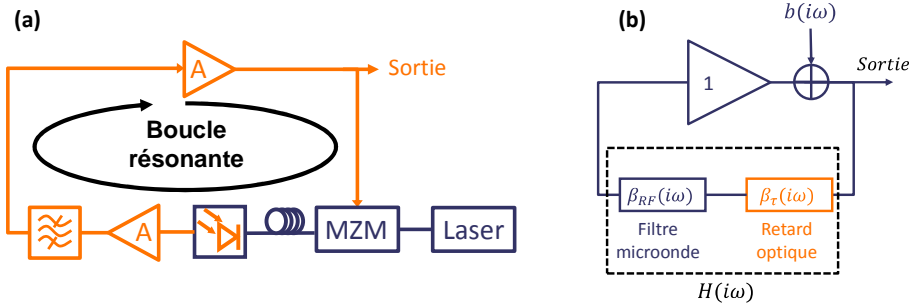


FIGURE 4.2 – (a) Représentation de l'OEO selon le modèle classique d'un oscillateur. (b) Modèle de bruit de l'OEO.

La densité spectrale de puissance de bruit de phase en sortie du dispositif $S_{\varphi}(f)$ s'exprime alors en fonction de la DSP du bruit de la cavité $S_b(f)$ comme :

$$S_{\varphi}(f) = |H(i\omega)|^2 S_b(f) \quad (4.3)$$

$$\text{avec } H(i\omega) = \frac{1}{1 - \beta_{RF}(i\omega)\beta_{\tau}(i\omega)} \quad (4.4)$$

et donc :

$$|H(i\omega)|^2 = \frac{1 + \tau_f\omega}{4 \sin^2\left(\frac{\omega\tau_d}{2}\right) + \tau_f\omega^2 + 2\tau_f\omega \sin(\omega\tau_d)} \quad (4.5)$$

La figure 4.3 montre l'évolution de la fonction $|H(i\omega)|^2$ pour trois couples de valeurs (Q_f, τ_d). Lorsque $\tau_d \gg \tau_f$, il est possible d'approximer cette fonction par l'expression¹ :

$$|H(i\omega)|^2 \approx \frac{1}{4 \sin^2\left(\frac{\omega\tau_d}{2}\right)} \quad (4.6)$$

1. À 10 GHz, pour une fibre optique de 1 km et un résonateur de coefficient de qualité $Q_f = 2000$, nous avons $\frac{1}{\tau_d} \approx 200$ kHz et $\frac{1}{\tau_f} \approx 15$ MHz

Pour $f \ll \frac{2\pi}{\tau_d}$, la densité spectrale de puissance de bruit de phase de l'oscillateur peut alors être modélisée par l'expression :

$$S_\varphi(f) \approx \frac{S_b(f)}{(2\pi f \tau_d)^2} \quad (4.7)$$

Nous voyons ainsi que près de la porteuse microonde, la pureté spectrale d'un OEO de l'oscillateur est inversement proportionnelle au carré du retard τ_d .

L'annulation périodique de la fonction $|H(i\omega)|^2$ (équation 4.6) induit cependant une forte augmentation du bruit aux harmoniques de $1/\tau_d$. Ces pics correspondent aux fréquences d'oscillation autorisées par la cavité optoélectronique et partiellement atténuées par le filtre microonde. L'amplitude des pics dépend alors des performances du filtre microonde - i.e. de son facteur de qualité. L'augmentation de la longueur de cavité optoélectronique augmente donc les contraintes sur les performances du filtre microonde. Il est donc nécessaire de trouver un compromis sur la longueur de la fibre en fonction des performances du filtre microonde (typiquement quelques kilomètres pour un filtre de largeur spectrale $\Delta f_{-3dB} \approx 1$ MHz).

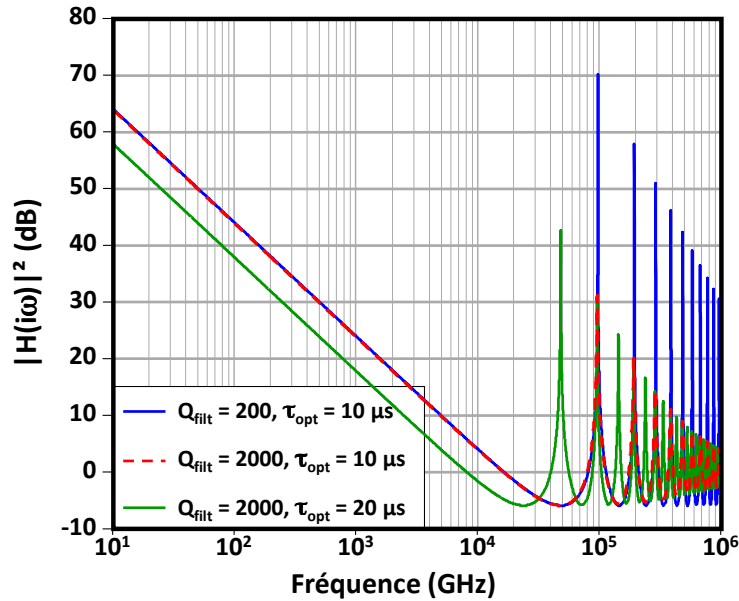


FIGURE 4.3 – Gain de la fonction de transfert $|H(i\omega)|^2$ pour $Q_f = 200$, $\tau_d = 10 \mu s$ - i.e. $L = 2$ km (courbe bleue); $Q_f = 2000$, $\tau_d = 10 \mu s$ (courbe rouge) et $Q_f = 2000$, $\tau_d = 20 \mu s$ - i.e. $L = 4$ km - (courbe verte).

Notons également que l'augmentation de la longueur de fibre augmente l'encombrement du dispositif et réduit le seuil des effets non-linéaires [150]. Pour s'affranchir de ces contraintes, une architecture alternative a été présentée en 1997 par le JPL [15]. Celle-ci, appelée oscillateur optoélectronique couplé, est présentée dans la prochaine partie.

4.1.2 Principe d'un oscillateur optoélectronique couplé

Les oscillateurs optoélectroniques couplés (COEO) sont directement inspirés des oscillateurs optoélectroniques classiques. Dans cette nouvelle architecture, la cavité laser est couplée à la cavité optoélectronique (figure 4.4 (a)). Pour cela, la source laser continue et le modulateur sont remplacés par un laser à verrouillage de modes. Un coupleur optique placé après le modulateur

électro-optique divise le faisceau optique en deux. Une grande partie de la puissance optique est réinjectée dans l'amplificateur optique afin de former une cavité laser. La seconde sortie du coupleur optique permet quant à elle d'implémenter la boucle optoélectronique résonante.

Le principe de fonctionnement d'un oscillateur optoélectronique couplé est schématisé figure 4.4 (b). Nous supposons dans un premier temps que la cavité laser est susceptible d'osciller sur tous les modes de résonances compris dans la courbe de gain. La fréquence optique de chaque mode s'écrit $\nu_n = \nu_0 + n\delta\nu_{\text{isl}}$ (avec $\delta\nu_{\text{isl}}$ l'intervalle spectral libre (ISL) de la cavité laser et ν_0 la fréquence du premier mode optique autorisé à osciller). Ces modes sont injectés dans la cavité optoélectronique. Ils vont alors interférer sur la photodiode rapide et générer en sortie de photodétecteur des battements à chaque harmonique de $\delta\nu_{\text{isl}}$. Cependant, seuls les modes sélectionnés par effet Vernier entre les fréquences de battement et les fréquences de résonance de la cavité optoélectronique sont susceptibles d'osciller dans cette dernière. Parmi eux, un seul est autorisé à osciller par le filtre microonde à la fréquence f_0 . Finalement, l'injection d'un signal sinusoïdal de fréquence f_0 sur le modulateur électro-optique induit une modulation des pertes de la cavité laser. Celle-ci va alors forcer l'oscillation en phase des modes optiques espacés d'un écart en fréquence f_0 et induire la formation d'une impulsion laser. Ce régime de fonctionnement s'appelle le verrouillage de mode [151]. Le spectre d'émission du laser est alors un peigne de fréquence, chacune d'elles pouvant s'écrire $\nu_{n'} = \nu_0 + n'f_0$ et entretenant ainsi l'oscillation optoélectronique.

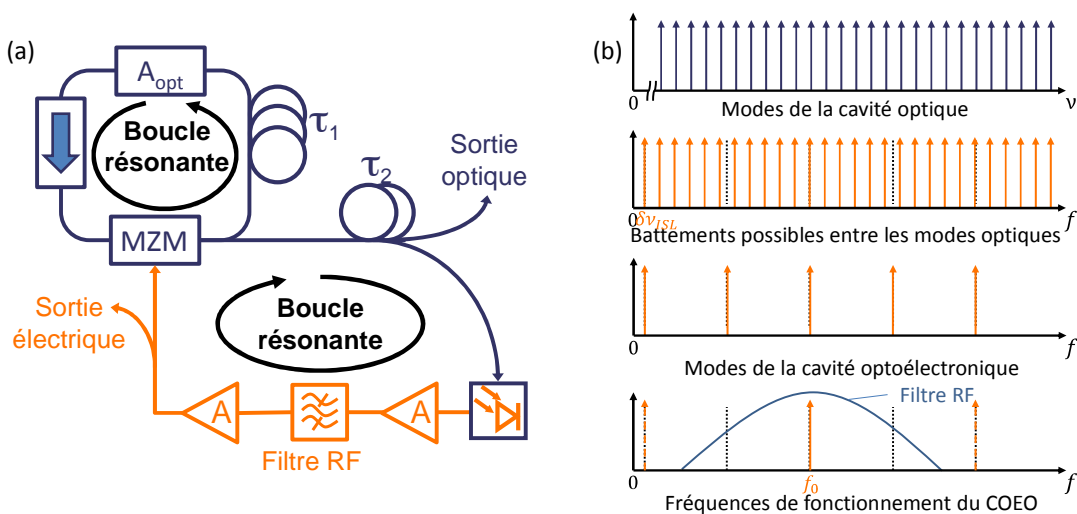


FIGURE 4.4 – (a) Schéma d'un oscillateur optoélectronique couplé. (b) Principe de la sélection du mode de fonctionnement du COEO.

Afin d'osciller, l'oscillateur optoélectronique couplé doit donc respecter les conditions d'oscillation imposées par chaque cavité ainsi que la sélection de mode imposée par effet Vernier entre les deux cavités. Chaque boucle se comporte alors pour la seconde cavité comme un filtre : la boucle optoélectronique bénéficie du fort facteur de qualité de la cavité laser qui agit comme un très long retard optique, la boucle optique bénéficie de la résonance de la cavité optoélectronique pour entretenir le verrouillage des modes optiques. Notons que l'effet Vernier entre les modes des deux boucles réduit les contraintes sur le filtre microonde.

Nous ne pouvons pas présenter ici un modèle simple comme celui de l'OEO. En effet, les performances du dispositif dépendent du gain, de la longueur et du coefficient de qualité de

chaque oscillateur, du couplage entre les deux cavités et du bruit ajouté par les deux boucles. Cependant, des modèles prenant en compte les bruits dans l'ensemble de la chaîne ont été proposés par Matsko *et al.* [64,152].

Les résultats mesurés avec des oscillateurs optoélectroniques couplés réalisés avec des amplificateurs à fibre dopée erbium et d'amplificateurs optiques à semi-conducteur sont à ce jour très proches [51,62,153].

Le pompage électrique et le bon rendement des amplificateurs optiques à semiconducteur offrent cependant un plus grand intérêt commercial. De plus, le développement de nouveaux SOA de puissance dit « à semelle » [65] laisse présager l'amélioration des performances de ces architectures [57]. Nous présentons dans la prochaine partie le développement d'un oscillateur optoélectronique couplé à partir d'un SOA « à semelle » développé par le III-V Lab.

4.2 COEO basé sur un SOA à semelle

Cette partie présente l'implémentation d'un oscillateur optoélectronique couplé réalisé avec un amplificateur optique à semi-conducteur (SOA) « à semelle » développé par nos collègues du III-V Lab. Une première partie présente brièvement la différence entre la structure d'un SOA « à semelle » et celle d'un SOA « classique » ainsi que son intérêt pour les applications de fortes puissance et faible bruit. Nous présentons ensuite le développement et l'optimisation de la cavité optique du COEO. Finalement, nous décrivons l'implémentation de la boucle optoélectronique résonante et les performances de pureté spectrale du COEO réalisé.

4.2.1 L'amplificateur optique à semi-conducteur « à semelle »

Caractéristiques d'un SOA « classique »

Les SOA sont des amplificateurs optiques réalisés à partir de matériaux semiconducteur. Dans ces structures, le gain optique est obtenu par la recombinaison radiative de paires électron-trou. Pour cela, les porteurs sont confinés dans une zone active dans laquelle l'onde optique est guidée. Cette zone active peut être réalisée avec un matériau massif ou avec des architectures quantiques (puits quantiques, fils quantiques ou boîtes quantiques). Ces dernières sont cependant plus favorables pour les applications à fortes puissances (meilleur rendement quantique, puissance de saturation plus élevée) [65, 66].

Un exemple de SOA à puits quantiques est présenté figure 4.5. Il est composé de trois « couches » de semiconducteur : une zone dopée négativement, la zone active et une zone dopée positivement. Cette structure à double hétérojonction permet d'injecter et de confiner les porteurs dans un faible volume de la zone active [154]. Elle offre ainsi une densité de porteurs élevée pour un faible courant d'injection, et donc un gain élevé.

L'onde optique est guidée verticalement par la différence d'indice entre les différentes couches de la jonction et horizontalement par le ruban en semi-conducteur (« Ridge » en Anglais) dont l'indice est beaucoup plus fort que celui des canaux adjacents remplis de polymère ou d'air. Finalement, un traitement antireflet est appliqué sur les faces du composant afin de réduire au maximum le coefficient de réflexion de l'onde optique ($R < 0,001\%$) et ainsi éviter un effet laser parasite.

Les structures usuelles présentent une largeur et une épaisseur de la zone active de l'ordre de $3 \times 1 \mu\text{m}$ afin d'assurer le fonctionnement monomode du guide d'onde, et une longueur typique inférieure au millimètre. La structure induit un facteur de confinement optique compris entre 5 et 20% [65]. Ce facteur de confinement, qui traduit le recouvrement du gain et du mode, est important et permet d'atteindre des gains très élevés généralement compris entre 25 et 30 dB. Les pertes linéiques du guide d'onde sont cependant assez importantes (typiquement comprises entre 3 et 10 cm^{-1}). Bien qu'elles soient compensées par une valeur élevée du gain, ces fortes pertes linéiques limitent la puissance de saturation de ces structures ($\leq 18 \text{ dBm}$) et dégradent le facteur de bruit du composant. Ce dernier est également dégradé par le faible couplage entre le guide d'onde et la fibre optique d'entrée, causé par la dissymétrie du mode optique dans le SOA (figure 4.5 (b)). Le facteur de bruit d'une structure classique est généralement compris entre 7 et 10 dB. Différentes technologies sont en cours de développement afin d'améliorer ces paramètres [155–158]. Parmi elles, les structures « à semelle » présentent des performances très intéressantes pour les applications d'optique hyperfréquence [57, 58, 66].

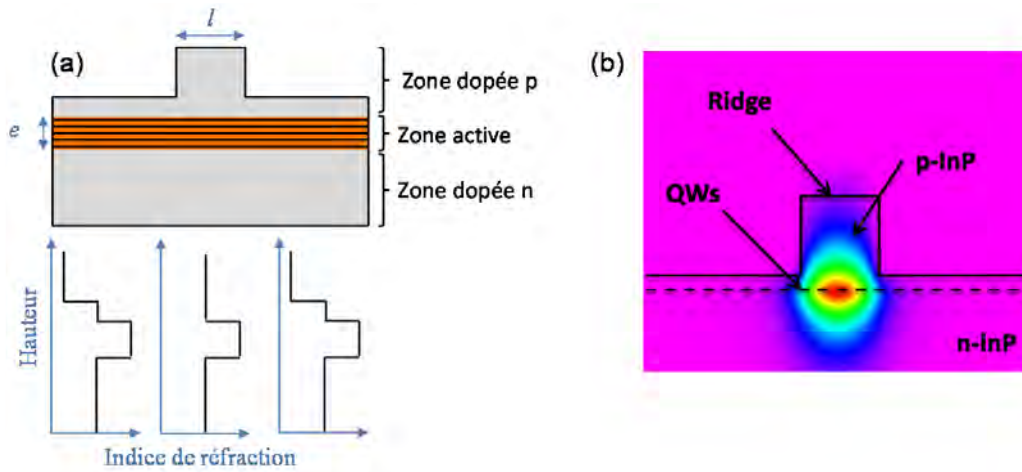


FIGURE 4.5 – (a) Schéma de la structure d'un SOA « classique ». (b) Simulation de la propagation du mode optique dans cette structure (figure extraite de [66]). QW : Quantum Wells (zone active).

Structure d'un SOA « à semelle »

Les structures asymétriques, également appelées structures « à semelle », sont développées depuis le début des années 2000 afin de réduire les pertes de propagation dans les diodes laser de puissance [159]. L'introduction d'une couche de matériaux semi-conducteurs d'indice de réfraction intermédiaire entre la zone active et le substrat déplace le mode optique légèrement sous la zone active (figure 4.6). Ces architectures limitent ainsi le recouvrement du mode optique avec les zones dopées « p » de la structure qui présentent de forts coefficients d'absorption, et permettent donc d'obtenir des pertes de propagation souvent inférieures à 1 cm^{-1} . L'utilisation d'une semelle améliore également la symétrie du mode optique augmentant ainsi le coefficient de couplage entre le SOA et les fibres optiques. Enfin, le déplacement du centre du mode optique sous la zone active réduit le facteur de recouvrement du mode avec les puits quantiques à une valeur inférieure à 1% ce qui conduit à de forts courants de transparence ($I_{tr} \sim 300 \text{ mA}$) et des courants de fonctionnement très élevés (jusqu'à 5 A) [160].

Les SOA « à semelle » présentent le plus souvent un facteur de bruit plus faible que les structures classiques en raison de la réduction des pertes de propagation et l'amélioration des coefficients de couplage. La diminution du facteur de recouvrement contribue également à améliorer la puissance de saturation du SOA. Elle induit également une diminution du gain linéique effectif qui peut être compensée par l'allongement de la longueur du composant. Akiyama *et al.* ont ainsi rapporté la réalisation d'un SOA « à semelle » présentant un gain petit signal supérieur à 25 dB, une puissance de saturation supérieure à 19 dBm et un facteur de bruit inférieur à 5 dB [161].

Les SOA asymétriques utilisés pour notre oscillateur ont été développés au III-V Lab, notamment à partir des travaux de thèse de M. Faugeron [66]. Les structures (zone active, puits quantiques, barrières, couches de confinement) sont réalisées en matériau quaternaire $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ et développées sur un substrat de phosphore d'indium (InP). Les premiers composants testés pendant ces travaux font 2 mm de long. Ils présentent un gain petit signal d'environ 12 dB et une puissance de saturation d'environ 16 dBm. Ces composants présentent une courbe de gain à -3 dB d'environ 110 nm de large centrée autour de 1490 nm (figure 4.7).

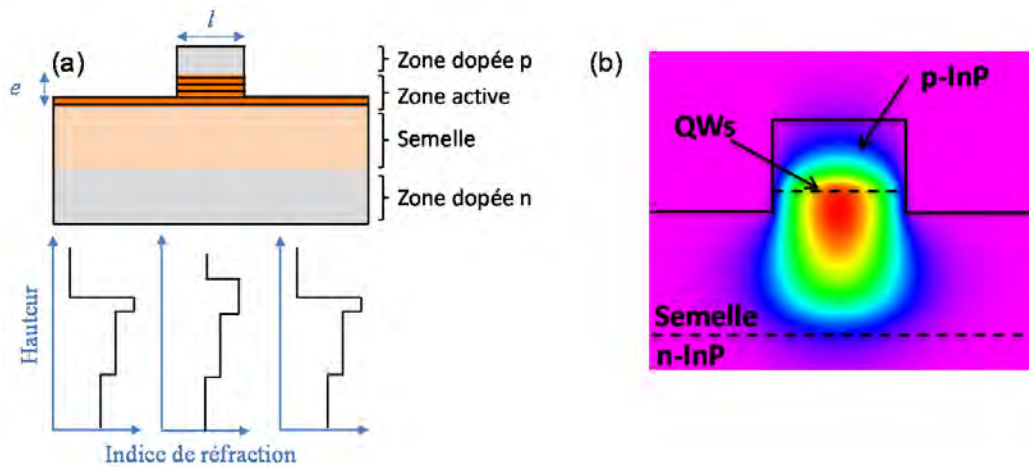


FIGURE 4.6 – (a) Schéma de la structure d'un SOA « à semelle ». (b) Simulation de la propagation du mode optique dans cette structure (figure extraite de [66]). QW : Quantum Wells (zone active)

A la fin de ce chapitre, une seconde génération de SOA de 5 mm de long est utilisée. Ceux-ci présentent un gain petit signal de l'ordre de 35 dB et une puissance de saturation d'environ 16 dBm.

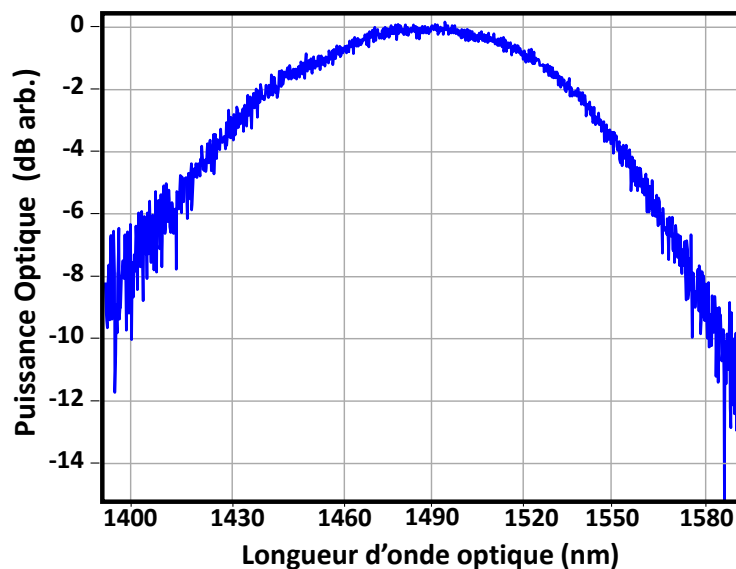


FIGURE 4.7 – Courbe d'émission spontanée du SOA « à semelle » de deux millimètres (Courant de pompe de 600 mA).

Les SOA utilisés dans ces travaux ne sont pas mis en boîtier ni connectés. Ils nécessitent l'utilisation d'un banc disposant de micromanipulateurs pour réaliser les couplages fibres et l'injection des courants (voir annexe 4.A).

Les courants électriques injectés dans les structures peuvent atteindre plusieurs ampères et nécessitent la dissipation de fortes puissances thermiques. Les dispositifs de refroidissement à eau habituellement utilisés pour dissiper ces puissances induisent des vibrations (pompe et circulation du fluide) qui dégraderaient la stabilité de la cavité optique. Un dispositif spécifique, présenté dans l'annexe 4.A, a été développé afin que la régulation thermique du composant

ne nécessite ni ventilateurs ni pompes à eau qui auraient nui au fonctionnement de l'oscillateur. La prochaine section présente l'implémentation et les premières optimisations d'un laser à verrouillage de modes réalisé à partir de ces SOA.

4.2.2 Développement du laser à verrouillage de modes

Comme nous l'avons déjà expliqué, la différence entre un OEO « classique » et un COEO est l'implémentation dans la seconde architecture d'un laser à verrouillage de modes. La cavité optique agit alors comme une source laser, un long retard optique et un filtre microonde. Nous présentons ici l'implémentation de la cavité laser autour du SOA « à semelle » de 2 mm réalisé par nos collègues du III-V Lab.

Implémentation de la cavité

La cavité laser, représentée figure 4.8, est intégralement réalisée en optique guidée. Deux fibres microlentillées ($R_{courb} = 10 \mu\text{m} \pm 1 \mu\text{m}$) permettent le couplage entre le guide d'onde du SOA et le reste des éléments fibrés. La cavité est formée d'un modulateur d'intensité Mach Zehnder en LiNbO_3 de 20 GHz de bande passante afin de mettre en phase les modes optiques et ainsi générer l'impulsion optique ; d'un isolateur afin d'assurer la propagation unidirectionnelle des ondes dans la cavité ; et d'un coupleur 90-10 utilisé comme sortie optique. La cavité est complétée de contrôleurs de polarisation qui permettent d'aligner les axes de polarisation des différents éléments. Finalement, une fibre optique de longueur L_1 permet d'allonger la longueur de la cavité et ainsi diminuer l'intervalle spectral libre de la cavité (i.e. augmenter le nombre de modes optiques) et augmenter le facteur de qualité de la cavité (i.e. augmenter la capacité de filtrage et le retard équivalent de la cavité).

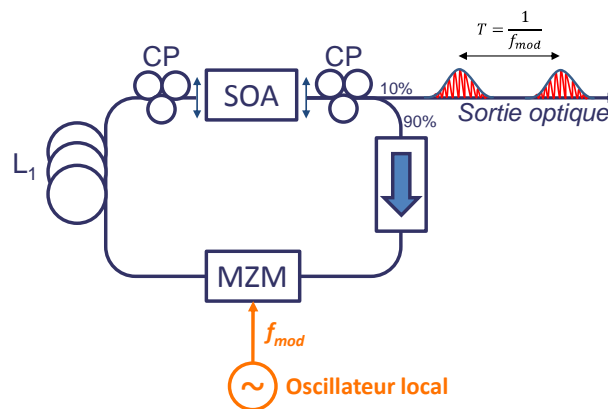


FIGURE 4.8 – Schéma de la cavité du laser à verrouillage de modes.

Dans un premier temps, l'ensemble de la cavité optique est implémentée avec une fibre optique monomode standard (norme G.652) de 10 m. La modulation des pertes de la cavité à une fréquence proche d'un multiple de l'intervalle spectral libre de la cavité doit conduire à la mise en phase et au verrouillage des modes optiques de la cavité. La figure 4.9 (a) présente le spectre optique en sortie de cavité en l'absence de modulation. Nous observons l'oscillation dans la cavité d'un mode principal et de plusieurs modes secondaires centrés autour de $1,52 \mu\text{m}$ et espacés d'environ $0,2 \text{ nm}$ (i.e 30 GHz). Cet écart de fréquence semble être du à un effet Vernier

entre les modes de plusieurs cavités Fabry-Perot induites par des réflexions parasites de plusieurs composants de la cavité. La figure 4.9 (b) présente un exemple de spectre d'émission de la cavité fonctionnant en régime « mode bloqué » (i.e. après verrouillage en phase des différents modes de la cavité). Nous observons alors un peigne de fréquence optique d'environ 2 nm de large et dont l'écart entre deux modes est égal à la fréquence de modulation de la cavité (ici environ 10 GHz).

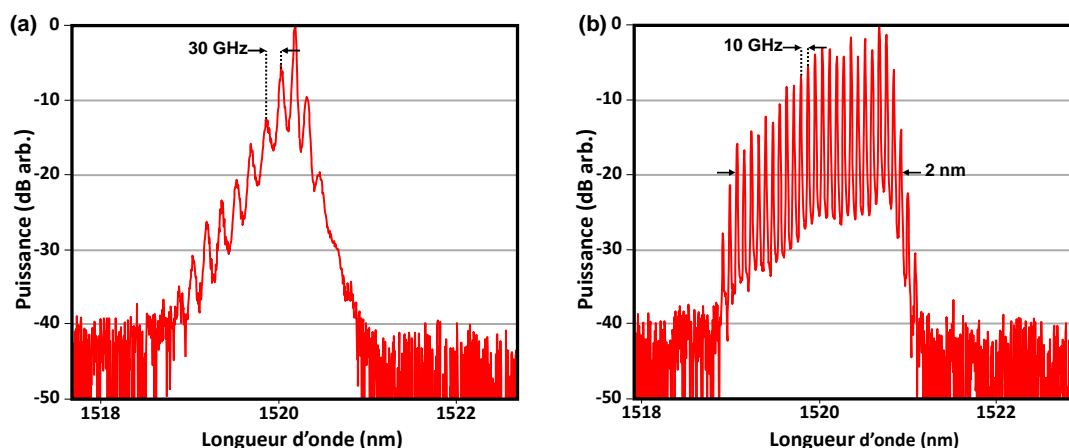


FIGURE 4.9 – Spectre optique en sortie de la cavité optique (a) sans signal de modulation et (b) avec un signal de modulation proche d'un multiple de l'intervalle spectral libre du laser (≈ 10 GHz).

Dans la suite, nous étudions l'effet de la longueur L_1 et du type de fibre optique afin d'optimiser les performances du filtrage microonde de la cavité optique.

Optimisation de la longueur et du type de fibre dans la cavité

Nous nous intéressons maintenant à l'évolution du verrouillage des modes de la cavité en fonction de la fréquence de modulation. Pour cela, nous injectons sur le modulateur d'intensité un signal sinusoïdal délivré par un analyseur de réseau vectoriel (VNA) et dont la fréquence varie selon une rampe linéaire. Nous détectons le signal en sortie de cavité et caractérisons la réponse hyperfréquence du laser.

Un exemple de résultat pour des puissances microondes injectées sur le modulateur comprises entre -3 et 16 dBm est présenté figure 4.10. Nous mesurons un intervalle spectral libre de $11,5$ MHz ce qui équivaut à une longueur de cavité de 17 m. Cette valeur correspond à la somme de la longueur de la fibre optique (≈ 10 m) et des « pigtails » des différents composants de la cavité. Notons que les deux discontinuités de la transmission observées autour des résonances correspondent à la transition entre deux peignes de fréquence différents.

Nous observons également une saturation de la cavité optique avec l'augmentation de la puissance du signal injectée sur le modulateur Mach-Zehnder. Celle-ci dégrade les performances de filtrage de la cavité optique. En effet, cette saturation conduit à une augmentation de la largeur à mi-hauteur et une diminution du contraste. Finalement pour de fortes puissances de modulation, nous observons une plage de fréquence sur laquelle il n'y a pas de mise en phase des modes optiques.

Nous allongeons la longueur de la cavité laser afin d'augmenter le facteur de qualité de la

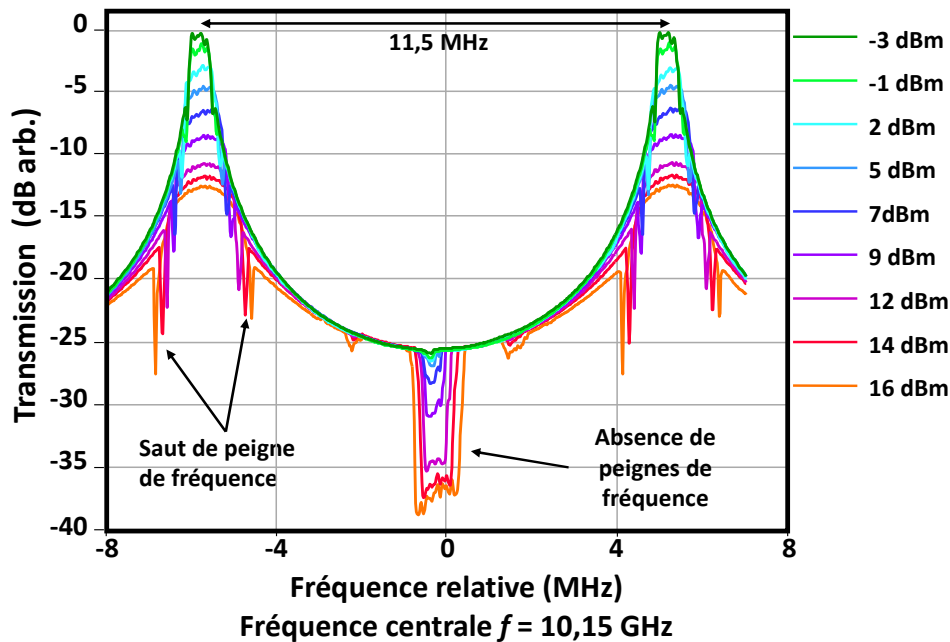


FIGURE 4.10 – Réponse de la cavité laser à une modulation sinusoïdale pour des puissances de modulation comprises entre -3 et 16 dBm.

cavité. La figure 4.11 (a) présente le résultat obtenu pour une boucle de 500 m réalisée avec de la fibre optique monomode classique. Nous observons une forte dégradation des performances de filtrage de la cavité et l'absence de résonances. Nous attribuons ce résultat à l'augmentation de la dispersion chromatique dans la boucle optique. La différence de vitesse de propagation entre les modes va alors limiter leur mise en phase et va dégrader les performances de filtrage de la cavité [162]. Nous confirmons ce résultat en remplaçant la fibre monomode classique par de la fibre optique à dispersion décalée (norme G.653)¹. La figure 4.11 (b) correspond au résultat mesuré pour la boucle optique implémentée avec 500 m de fibre à dispersion décalée. Nous observons dans ce cas que la cavité conserve de très bonnes propriétés de filtrage. Nous choisissons donc cette dernière architecture pour réaliser l'oscillateur optoélectronique couplé. Notons que nous mesurons avec un autocorrélateur des durées d'impulsion en sortie de cavité comprises entre 15 et 20 ps. Ces valeurs sont supérieures à la limite de Fourier théorique (<2 fs) et peuvent vraisemblablement être améliorées en optimisant la compression des impulsions optiques en sortie de cavité avec des milieux dispersifs.

4.2.3 Réalisation d'un oscillateur optoélectronique couplé

Le schéma de l'oscillateur optoélectronique couplé que nous avons réalisé est présenté figure 4.12. Cette architecture est fortement inspirée des travaux de Loh *et al.* [57]. L'impulsion en sortie du coupleur 90-10 est retardée par une fibre monomode standard de 30 m avant d'être détectée par une photodiode rapide. Le signal microonde est d'abord injecté dans un amplificateur faible bruit Miteq puis dans un filtre microonde centré autour de $10,45$ GHz et de 15 MHz de bande passante. Le signal en sortie de filtre est de nouveau amplifié (amplificateur Miteq)

1. Une fibre optique à dispersion décalée est une fibre optique présentant une dispersion chromatique presque nulle autour de $1,5$ μm .

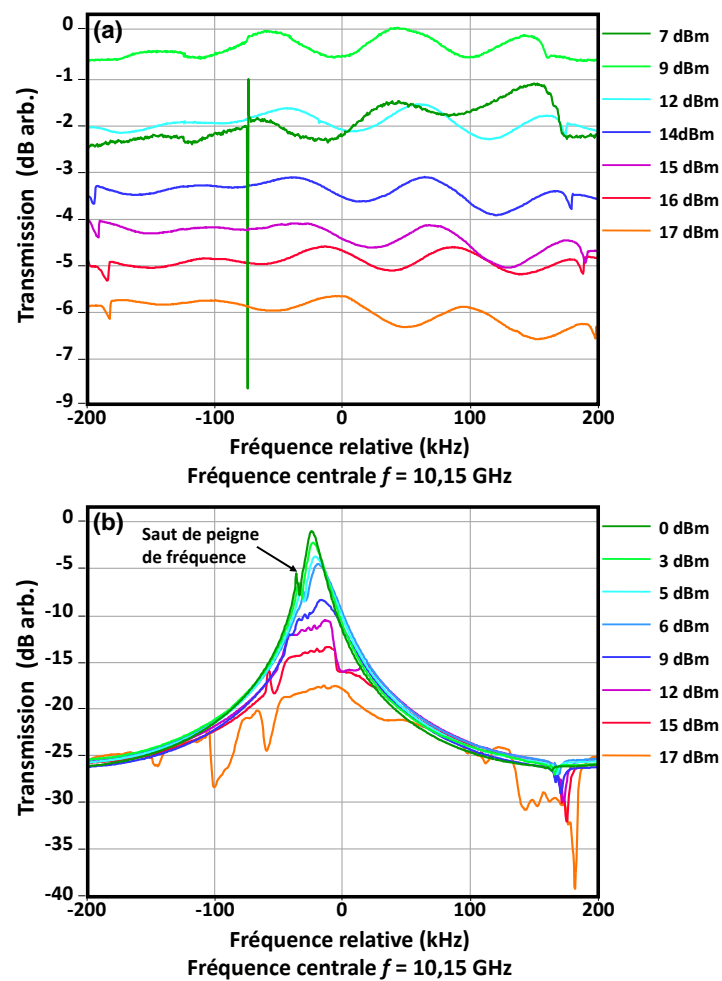


FIGURE 4.11 – Réponse de la cavité laser à une modulation sinusoïdale. (a) Résultat pour la cavité laser implémentée avec une fibre monomode classique (G.652) de 500 m et (b) pour la cavité implémentée avec une fibre monomode à dispersion décalée (G.653) de 500 m.

avant d'être rebouclé sur le modulateur d'intensité.

Nous avons donc deux boucles résonantes couplées : une cavité optique de 500 m et une cavité optoélectronique de 30 m. Un déphaseur microonde placé entre le second amplificateur et le modulateur permet de faire correspondre la fréquence de verrouillage des modes laser et la fréquence de résonance de la boucle optoélectronique.

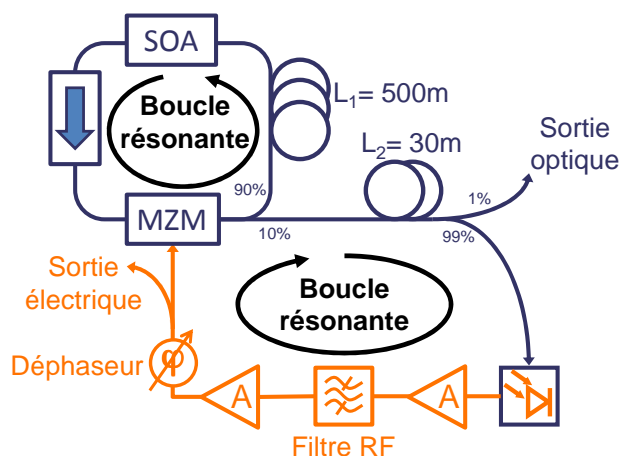


FIGURE 4.12 – Schéma de l'oscillateur optoélectronique couplé.

Un exemple de spectre électrique du battement microonde délivré par notre COEO est présenté figure 4.13 (a). Le dispositif génère un signal à 10,4 GHz de puissance 7 dBm pour une puissance optique moyenne d'environ 5 mW injectée sur la photodiode. Nous observons une réjection des modes secondaires supérieure à 55 dB.

La figure 4.13 (b) présente un exemple de spectre optique en sortie du COEO lorsqu'un seul peigne de fréquence oscille dans la cavité. Nous avons également observé l'oscillation simultanée de plusieurs peignes de fréquence en modifiant le couplage entre les deux cavités. Notons que dans ce second cas, l'écart de fréquence entre les modes des peignes est le même pour tous les peignes. Nous verrons dans la suite que l'oscillation d'un peigne unique ou de plusieurs peignes impacte la pureté spectrale du signal microonde.

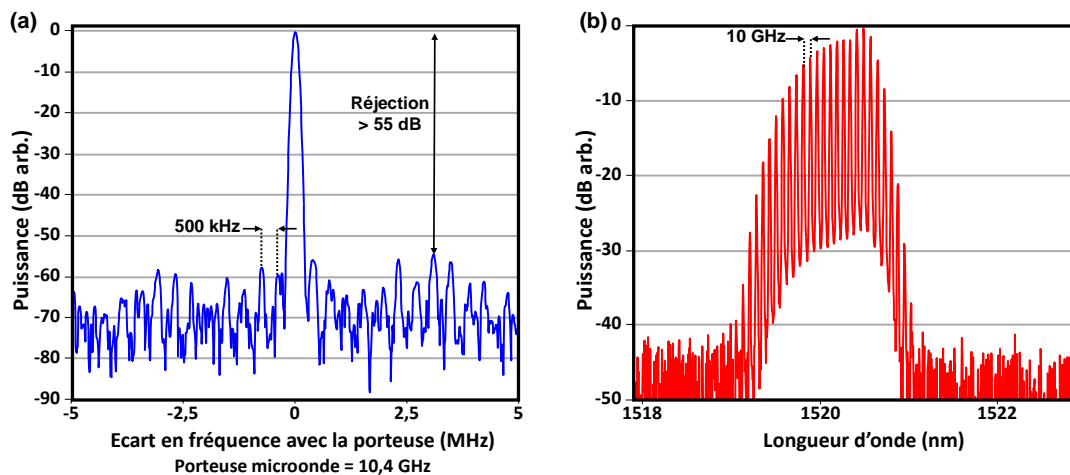


FIGURE 4.13 – (a) Spectre électrique du signal microonde et (b) spectre du signal optique délivrés par l'oscillateur optoélectronique.

Le bruit de phase de l'oscillateur est optimisé puis caractérisé avec le banc de laboratoire présenté dans l'annexe 2.A.2. Il apparaît cependant que la pureté spectrale du COEO dépend du peigne de fréquence (ou des peignes de fréquence) sélectionné(s). Nous observons avec notre dispositif de meilleures performances dans le cas où plusieurs peignes oscillent simultanément dans la cavité optique. La pureté spectrale correspondante est présentée figure 4.14. Nous mesurons une densité spectrale de puissance de bruit de phase de -115 dBc/Hz à 1 kHz de la porteuse optique et de -135 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse. Au-delà de 20 kHz de la porteuse, notre mesure est limitée par le bruit du banc de mesure. Les deux pics observés à 400 et 800 kHz correspondent à ce qu'on appelle les « super-modes » de la cavité laser [163]. Les pics autour de 200 et 700 Hz sont probablement des fluctuations mécaniques de la cavité optique. On mesure une pente d'environ -30 dB par décade entre 10 Hz et 1 kHz et de -10 dB par décade entre 1 kHz et 20 kHz. Notons que le changement de pente entre 1 kHz et 20 kHz n'est observé que si plusieurs peignes de fréquence oscillent simultanément dans la cavité. Nous n'avons pour l'instant pas d'explication à cette évolution.

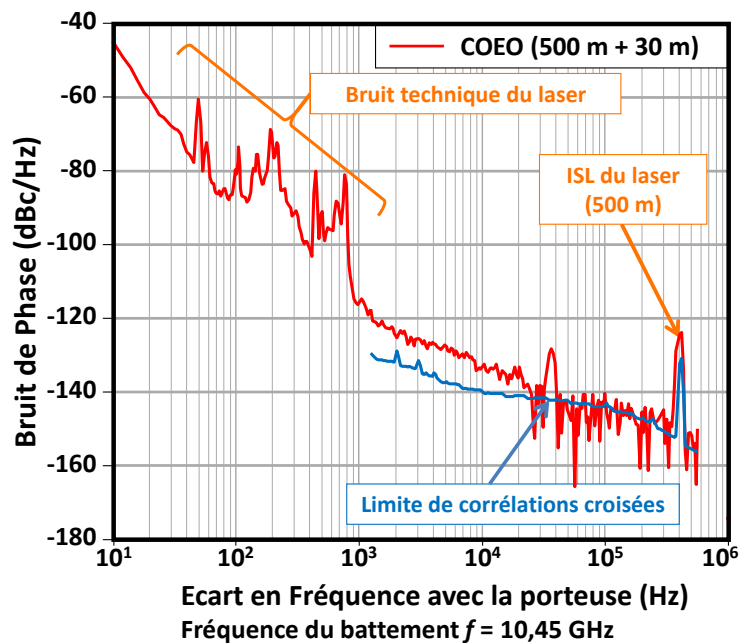


FIGURE 4.14 – Densité spectrale de puissance de bruit de l'oscillateur optoélectronique couplé implémenté avec une cavité optique de 500 m et une boucle optoélectronique de 30 m.

Ce résultat est comparé au bruit de phase de deux architectures COEO équivalentes (figure 4.15 (a)). Ces derniers sont implémentés avec des longueurs similaires au notre avec respectivement une cavité optique de 250 m et une boucle optoélectronique de 60 m pour Loh *et al.* [57] et une cavité laser de 320 m pour OEwaves [64]. À moins de 1 kHz de la porteuse microonde, les performances de notre dispositif sont similaires à celle du COEO réalisé par Loh *et al.* avec un SOA « à semelle » de 1 cm de long et sont dégradées d'une dizaine de décibel à celles du COEO vendu par la société OEwaves. En dessous de 100 Hz, la pureté spectrale de notre système est similaire à celle du COEO commercial. Au dessus de 100 Hz, le bruit technique de notre dispositif dégrade ses performances. Une meilleure isolation acoustique et thermique ainsi qu'une meilleure stabilité mécanique du couplage entre le SOA et les fibres microlentillées

devraient permettre d'améliorer la pureté spectrale de notre système.

Nous comparons également les performances de notre COEO avec celles de deux oscillateurs optoélectroniques classiques (figure 4.15 (b)). Pour des écarts de fréquence avec la porteuse inférieurs à 50 kHz, la pureté spectrale de notre dispositif est similaire à celle d'un OEO classique implémenté avec 4 km de fibre optique monomode classique (G.652) [54]. Sur cette même gamme de fréquence, le bruit de phase de notre COEO est supérieure d'une dizaine de décibel au bruit d'un OEO de 4 km réalisé avec de la fibre optique à dispersion décalée (G.653) [54]. Au delà de 50 kHz, la pureté spectrale des OEO classiques est dégradée par les remontées de bruit occasionnées par les modes secondaires intrinsèques à ces architectures.

Comme la dynamique du laser à modes bloqués semble beaucoup influencer sur le bruit du battement, nous étudions dans la suite le COEO implémenté avec un SOA « à semelle » de 5 mm de long. Ce nouvel amplificateur présente un gain plus élevé et laisse présager un meilleur facteur de bruit.

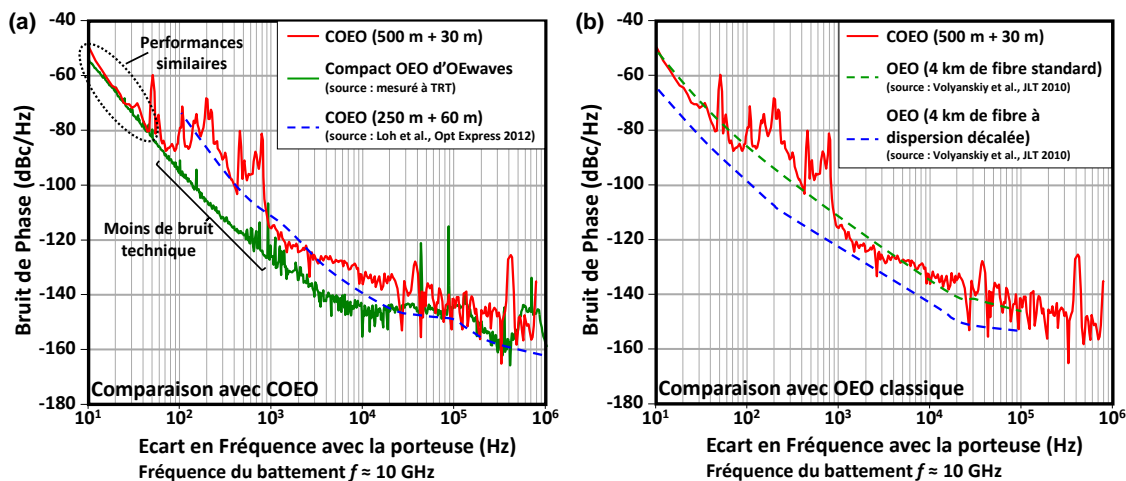


FIGURE 4.15 – (a) Densité spectrale de puissance de bruit de phase de notre oscillateur optoélectronique couplée, d'un COEO réalisé avec un SOA « à semelle » de 1 mm (source [57]) et du COEO commercialisé par la société OEwaves (source [64]). (b) Densité spectrale de puissance de bruit de notre COEO, de deux oscillateurs optoélectroniques classiques de 4 km implémentés respectivement avec une fibre optique monomode standard (G.652) et une fibre optique monomode à dispersion décalée (G.653) (source [54]).

4.2.4 COEO implémenté avec un SOA « à semelle » de 5 mm

L'oscillateur optoélectronique couplé est maintenant implémenté avec un SOA « à semelle » de 5 mm présentant un gain petit signal d'environ 35 dB (les autres éléments du dispositif restent quant à eux inchangés). Nous observons une oscillation à 10,4 GHz et nous caractérisons le bruit de phase du signal avec notre banc de laboratoire. La pureté spectrale du dispositif est présentée figure 4.16. Nous mesurons une densité spectrale de puissance de bruit de phase de -95 dBc/Hz à 1 kHz (respectivement -110 dBc/Hz à 10 kHz) de la porteuse microonde. Ces résultats sont supérieurs d'une dizaine de décibel aux résultats obtenus avec le SOA « à semelle » de 2 mm (figure 4.16). Nous mesurons également une décroissance de -20 dB par décade de la densité spectrale de puissance de bruit. Cette valeur correspond à une marche aléatoire de la phase.

Plusieurs phénomènes pourraient expliquer cette dégradation imprévue de la pureté spectrale

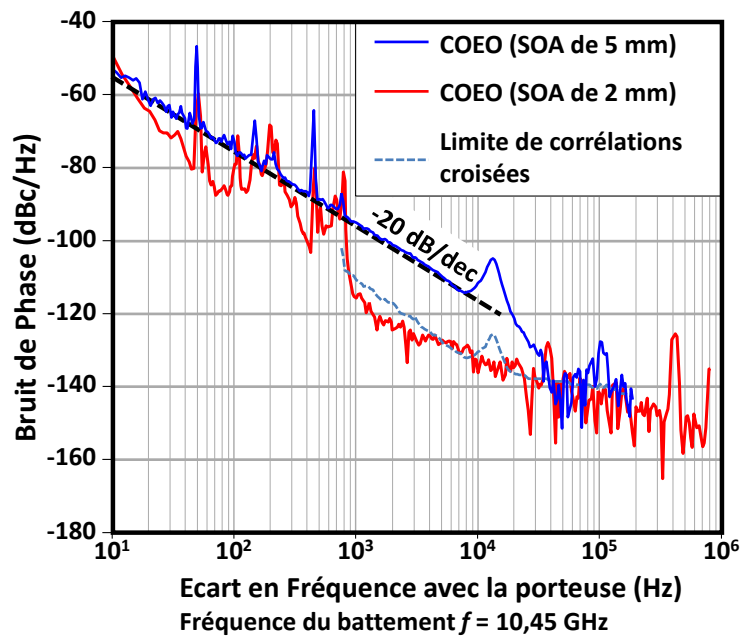


FIGURE 4.16 – Densité spectrale de puissance de bruit de l'oscillateur optoélectronique couplée implémenté avec une cavité optique de 500 m et une boucle optoélectronique de 30 m

du COEO. La forte augmentation du gain du SOA modifie la dynamique de la cavité optique et le couplage entre les deux boucles résonantes. De plus, l'augmentation de la longueur du SOA modifie la dispersion chromatique de la cavité optique et ainsi dégrade les performances de filtrage de la cavité laser. Enfin, le fort gain peut également induire des effets non-linéaires notamment dans la fibre à dispersion décalée [164]. Une étude approfondie de la dynamique de cette architecture serait nécessaire afin d'identifier les limites de l'architecture actuelle et ainsi pouvoir améliorer les performances du système.

Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre le développement d'un oscillateur optoélectronique couplé implémenté avec une nouvelle structure de SOA de puissance, dite « à semelle », développé par le III-V Lab. Pour cela, nous avons développé deux boucles résonantes couplées : une cavité optique de 500 m implémentée avec une fibre optique à dispersion décalée monomode et une cavité optoélectronique de 30 m réalisée avec de la fibre optique monomode standard. L'oscillateur délivre un signal microonde à 10,4 GHz avec une densité spectrale de puissance de bruit de -115 dBc/Hz à 1 kHz (respectivement -55 dBc/Hz à 10 Hz) de la porteuse.

Ces résultats sont similaires à ceux d'un oscillateur optoélectronique à ligne à retard implémenté avec une fibre optique de 4 km. Bien que très sensible aux fluctuations acoustiques, mécaniques et thermiques du laboratoire, les résultats obtenus sont également similaires aux résultats publiés pour un oscillateur optoélectronique couplé implémenté avec un SOA « à semelle » de 1 cm et proche des performances du COEO commercialisé par la société OEwaves.

De nombreux paramètres devront être étudiés afin de mieux comprendre la physique de cette architecture. En effet, l'utilisation d'un SOA « à semelle » de 5 mm à la place de celui de 2 mm dans la cavité optique a dégradé les performances du système. Bien que ces résultats n'aient pas pu être expliqués, plusieurs phénomènes sont envisagés. L'allongement de la longueur du SOA a vraisemblablement modifié la propagation de l'impulsion laser dans la cavité et peut donc être à l'origine de la dégradation de la pureté spectrale du battement. L'augmentation du gain du SOA a pu également modifier la dynamique de la cavité optique, le couplage entre les deux cavités ou favoriser l'apparition d'effets non-linéaires.

Afin d'améliorer les performances du système, il est nécessaire d'étudier de manière beaucoup plus approfondie la cavité laser et notamment, la dispersion chromatique. Dans l'architecture de Loh *et al.*, la dispersion chromatique de la cavité optique est compensée par l'utilisation de fibres optiques à dispersion négative dans la boucle optoélectronique [57]. Cette configuration évite l'utilisation d'une fibre optique à dispersion décalée dans la cavité qui favorise le mélange à quatre ondes et présente des pertes linéiques supérieures. De plus, le coût d'une fibre optique « classique » est nettement inférieur au prix des autres modèles. D'un point de vue d'une future application pratique, il est donc plus intéressant d'utiliser pour le système une grande longueur de fibre monomode classique et de faibles longueurs de fibres spéciales.

L'augmentation de la puissance de saturation et du gain des SOA « à semelle » devraient également permettre d'améliorer la pureté spectrale du dispositif. En effet, l'utilisation de photodiodes de puissance délivrant de fortes puissances microondes (jusqu'à 1 W) autorisent le développement d'architectures sans amplificateur microonde [57], sources importantes de bruit de la boucle OEO. De même, la modulation directe du gain du SOA devrait permettre de se passer du modulateur d'intensité de la cavité laser. Il résulterait alors un gain de compacité et une réduction des pertes de la cavité. Finalement, une meilleure isolation du dispositif aux perturbations extérieures doit également permettre d'améliorer les performances.

4.A Annexe : Développement d'un banc « sous pointe » spécifique permettant la dissipation de fortes puissances thermiques.

Les amplificateurs optiques à semi-conducteur « à semelle » sont des structures en cours de développement par le III-V Lab. Ainsi, les composants utilisés pour réaliser l'oscillateur opto-électronique couplé sont au format « puce » et nécessitent le montage d'un banc spécifique. Des pointes DC permettent d'alimenter le SOA. Deux fibres optiques microlentillées montées sur des tables de translation piézoélectriques trois axes sont approchées des extrémités du guide d'onde du SOA afin coupler le mode optique dans les fibres. Les fortes puissances thermiques à extraire des structures « à semelle » n'autorisent pas l'utilisation d'un simple radiateur. Nous avons donc réalisé un dispositif spécifique pour éviter l'utilisation d'un système de refroidissement par circulation d'eau compte tenu des vibrations qu'il induirait.

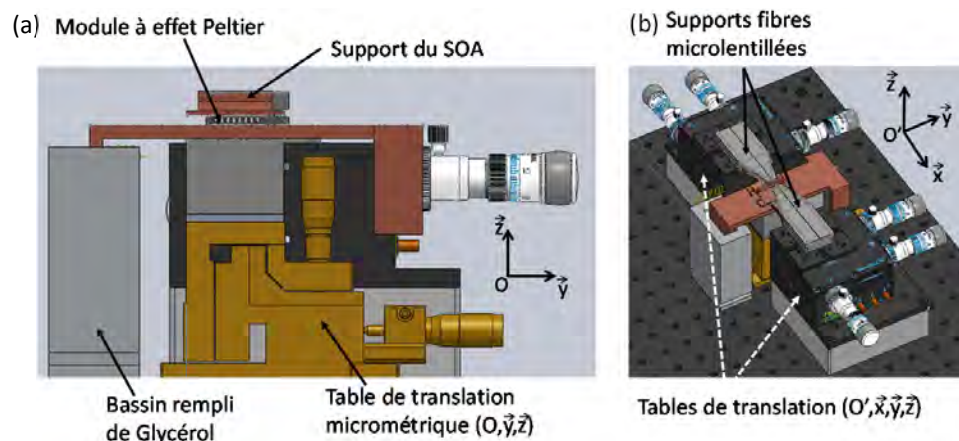


FIGURE 4.17 – Schémas de conception du banc de couplage optique sous pointes.

Une thermistance collée sur le support du SOA et un module Peltier permettent de contrôler la température du composant. Le principe du banc développé est de réaliser un pont thermique entre la face chaude du module Peltier et le marbre optique afin d'utiliser ce dernier comme un grand radiateur. Afin de simplifier le couplage entre le guide d'onde du SOA et les fibres optiques microlentillées, le support du SOA est monté sur une table de translation 2 axes ce qui empêche l'utilisation d'une structure fixe. Les schémas de conception du banc sont présentés figure 4.17. Une pièce en cuivre en contact avec la face chaude du module Peltier conduit l'énergie thermique jusqu'à un bassin rempli de glycérol. Nous avons choisi le glycérol car il est un bon conducteur thermique (0,29 W/mK), non toxique et n'oxyde pas le cuivre. Le bassin en aluminium est solidement bridé au marbre (avec une fine couche de graisse thermique) afin de réduire au maximum la résistance thermique entre les deux éléments. Nous avons évalué la résistance thermique théorique autour de 4 K/W entre la face chaude du module Peltier et la zone de contact entre le bassin et le marbre.

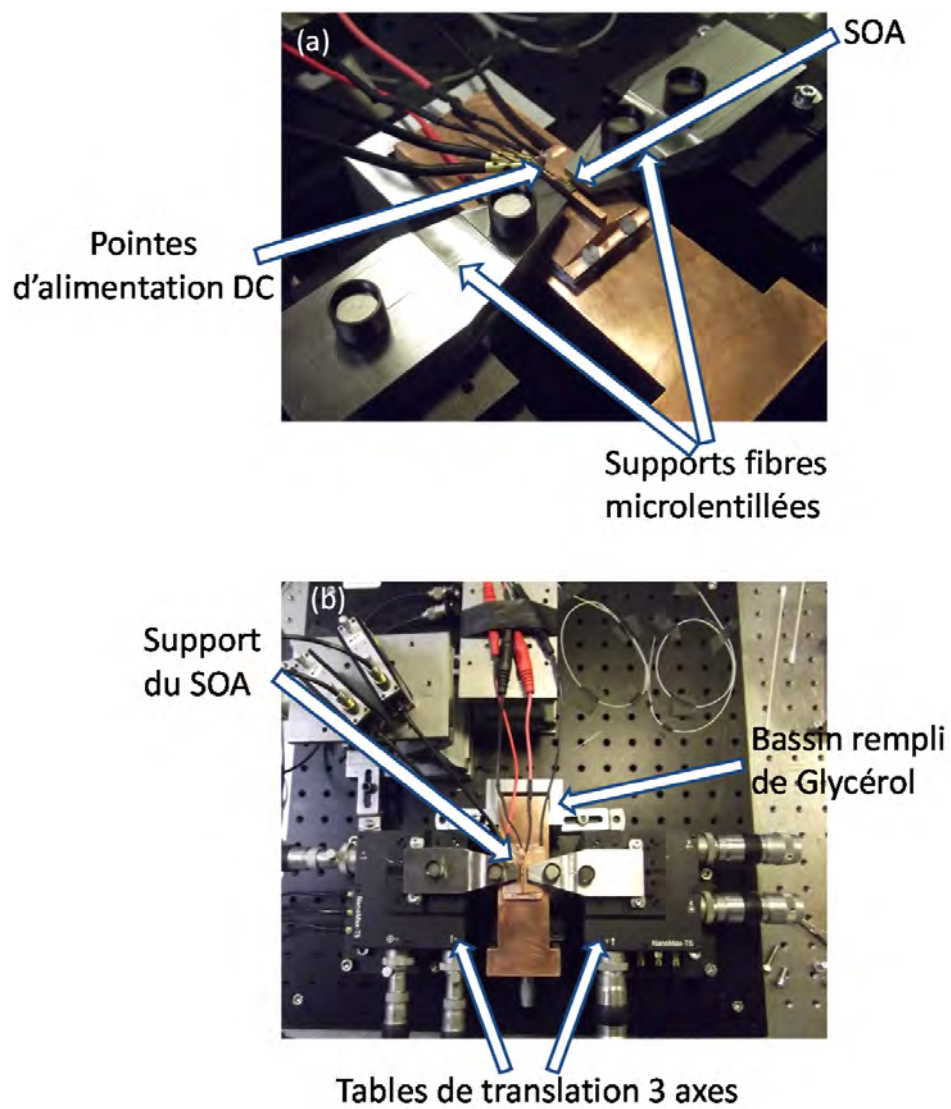


FIGURE 4.18 – Photographies du banc de couplage optique sous pointes.

Conclusion générale

Nous avons étudié plusieurs architectures d'oscillateurs optoélectroniques (OEO) afin de générer des signaux microondes accordables et/ou à haute pureté spectrale et compatibles avec une intégration future dans un système radar ou de guerre électronique. Pour cela, nous avons sélectionné des architectures basées sur : des lasers bifréquences, qui sont des générateurs d'ondes hyperfréquence sur porteuse optique naturellement très accordables ; des anneaux de fibre, qui sont des alternatives prometteuses aux résonateurs en trois dimensions ; et enfin un oscillateur optoélectronique couplé (COEO).

Un OEO accordable avec un laser bifréquence et un long retard de fibre

Les lasers bifréquences sont des composants prometteurs pour la génération et la distribution de signaux microondes. En effet, ces lasers fournissent naturellement une onde optique modulée en intensité dans le domaine radiofréquence grâce à l'introduction d'un élément biréfringent dans leur cavité. De plus, cette méthode permet d'obtenir des fréquences, des vitesses et des bandes passantes d'accordabilité supérieures à celles obtenues avec les techniques de modulation par voie électronique. Nous avons utilisé un laser bifréquence état solide co-dopé Erbium/Ytterbium largement accordable développé par Thales. La pureté spectrale de ces sources reste néanmoins insuffisante pour les applications les plus exigeantes.

Afin d'améliorer le bruit de phase du signal microonde délivré par le laser, nous avons réalisé une boucle de stabilisation optoélectronique basée sur un interféromètre optoélectronique fortement déséquilibré avec une fibre optique comme long retard. Cette architecture ne nécessitant ni filtre hyperfréquence ni référence extérieure, elle conserve l'accordabilité du laser bifréquence. Une fois la boucle implémentée, le dispositif peut alors être assimilé à un oscillateur optoélectronique dont la fréquence est accordable. Les premiers résultats expérimentaux ont cependant montré un fort couplage entre les fluctuations d'amplitude et de phase du signal microonde qui limitaient les performances de notre oscillateur. Afin de réduire ce phénomène, nous nous sommes intéressés aux réponses de deux composants en particulier : le mélangeur et les photodiodes.

La caractérisation de ces composants a permis d'identifier l'influence de différents paramètres expérimentaux modifiant le coefficient de couplage. Ainsi, l'optimisation des paramètres du filtre de boucle et le réglage fin des points de fonctionnement du mélangeur microonde et des photodiodes ont permis de réduire le bruit de phase de l'oscillateur. Nous avons obtenu avec une fibre optique de 100 m une densité spectrale de puissance de bruit de phase de -27 dBc/Hz à 10 Hz de la porteuse microonde de la porteuse, inférieure à -80 dBc/Hz à 1 kHz de la porteuse et de -110 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse. La pureté spectrale est limitée à basse fréquence par le bruit résiduel des amplificateurs microondes. Conformément à nos prévisions, ces performances

sont indépendantes de la fréquence de l'oscillateur entre 2,5 et 5,5 GHz.

L'accordabilité du système est limitée par la bande passante des amplificateurs microondes. Les performances de notre oscillateur sont déjà supérieures à celles des oscillateurs contrôlés en tension disponibles commercialement, et similaires à celles des autres architectures optoélectroniques. De plus, ces résultats sont compatibles avec les spécifications requises pour certaines applications en guerre électronique.

et après ? ...

Les niveaux de bruit obtenus sont très légèrement supérieurs à la limite théorique estimée à partir du bruit des amplificateurs microondes. Des études supplémentaires sont nécessaires afin d'identifier les perturbations résiduelles de l'oscillateur, et notamment les fluctuations de longueurs de la fibre optique.

Il serait également intéressant de remplacer les amplificateurs microondes qui, pour l'instant, limitent le bruit de phase et l'accordabilité de système. Le choix de ces composants est cependant soumis à un compromis entre fort gain, large bande passante et faible bruit de phase résiduel. Peu d'amplificateurs répondent à ces critères, ceux-ci étant développés pour des applications nécessitant un très faible bruit résiduel ou un fort gain. Nous pouvons également envisager de supprimer ces amplificateurs si nous parvenons à augmenter suffisamment la puissance optique délivrée par le laser.

Finalement comme pour les OEO « classiques », la pureté spectrale de notre oscillateur accordable est soumis à un compromis : une longue fibre optique permet un faible bruit de phase près de la porteuse alors qu'une fibre optique courte offre une large bande passante d'asservissement. Nous avons vu qu'il est possible s'affranchir de ce compromis grâce à une architecture avec deux boucles de stabilisation. Cependant, cette configuration semble présenter un couplage amplitude-phase plus élevée que pour une seule boucle. En effet, les conditions de stabilité de la double boucle ne semblent pas permettre la réjection de ce phénomène via la modification du point de fonctionnement du mélangeur et des photodiodes. L'amélioration du bruit d'intensité optique du laser semble donc une étape nécessaire pour améliorer significativement la pureté spectrale de l'oscillateur. De même, le bruit de phase libre du laser est mal compris et il serait intéressant de connaître ses limites.

Un OEO accordable avec un laser bifréquence doublement accordable et un anneau de fibre résonant

Bien que l'utilisation de plusieurs retards en parallèle semble une solution intéressante pour améliorer les performances de notre oscillateur accordable, elle est limitée par la complexité de sa mise en œuvre. Ces contraintes peuvent être résolues par l'utilisation de résonateurs optiques. En effet lors de la résonance, le résonateur peut être vu comme une somme discrète de retards dont les valeurs sont des multiples de la longueur de la cavité et dont la distribution des puissances dépend des caractéristiques du résonateur (coefficient de couplage, pertes internes). De plus, ces résonateurs optiques sont susceptibles d'offrir de très forts facteurs de qualité tout en restant très compacts.

Nous avons démontré l'implémentation d'un résonateur optique sous la forme d'un anneau de fibre résonant dans notre architecture d'oscillateur optoélectronique accordable. Pour cela, nous avons développé un nouveau laser bifréquence doublement accordable. Sa cavité est composé de

trois éléments biréfringents : un étalon en YVO_4 afin de lever la dégénérescence en polarisation et deux céramiques de PLZT afin d'accorder la fréquence de chaque mode optique indépendamment l'une de l'autre. Il s'agit, à notre connaissance, de la première démonstration d'une telle cavité laser.

Nous avons également développé un anneau de fibre résonant et nous l'avons implémenté dans notre oscillateur optoélectronique accordable. Deux boucles de stabilisation ont permis de verrouiller les deux fréquences du laser sur deux modes de résonance de l'anneau fibré. Nous avons obtenu une densité spectrale de puissance de bruit de phase inférieure à -85 dBc/Hz à 10 kHz et -40 dBc/Hz à 1 kHz de la porteuse microonde. Cela correspond à une réduction du bruit comprise entre 15 et 20 dB comparé au battement délivré par le laser non-asservi.

et après ? ...

Bien que loin de la limite théorique estimée à partir du bruit des amplificateurs microondes de la longueur de fibre optique équivalente au retard introduit par le résonateur, ces travaux ouvrent la voie à l'amélioration de la pureté spectrale de notre architecture d'oscillateur.

En effet, les performances du laser bifréquence peuvent certainement être améliorées avec la réalisation d'une cavité plus robuste mécaniquement et mieux isolées des perturbations thermiques et acoustiques.

L'étude théorique des deux boucles d'asservissement et de leur couplage est également nécessaires afin d'améliorer leur efficacité, notamment leur bande passante et ainsi bénéficier du large intervalle spectral libre de l'anneau résonant. Les performances peuvent également être améliorées avec l'augmentation du facteur de qualité du résonateur. Finalement, l'utilisation de micro-résonateurs et de mini-résonateurs à la place de l'anneau fibré permettraient un gain de compacité plus important.

Un oscillateur optoélectronique couplé

Afin de répondre au besoin de sources à très haute pureté spectrale, nous avons réalisé un oscillateur optoélectronique couplé (COEO) implémenté avec une nouvelle structure de SOA développée par le III-V Lab. Ces composants, dits « à semelles », permettent de diminuer les pertes internes et offrent aussi des puissances de saturation supérieures à celles de structures classiques.

L'optimisation de la réponse RF de la cavité laser nous a conduit à utiliser une cavité optique avec 500 m de fibre à dispersion décalée et une boucle optoélectronique de 30 m de fibre monomode classique. Cette architecture a permis de générer un signal microonde à 10,4 GHz avec une densité spectrale de puissance de bruit de -115 dBc/Hz à 1 kHz (respectivement -55 dBc/Hz à 10 Hz) de la porteuse. Ces premiers résultats sont très encourageants car proches des performances d'un oscillateur optoélectronique à ligne à retard implémenté avec une fibre optique de 4 km.

et après ? ...

De nombreux paramètres doivent encore être étudiés afin de mieux comprendre la physique de cette architecture. Afin d'améliorer les performances du système, il semble important

d'étudier de manière beaucoup plus approfondie la cavité laser et notamment la dispersion chromatique. En effet, l'utilisation d'un SOA « à semelle » de 5 mm à la place de celui de 2 mm dans la cavité optique a dégradé les performances du système. L'augmentation du gain du SOA a pu également modifier la dynamique de la cavité optique, le couplage entre les deux cavités ou favoriser l'apparition d'effets non-linéaires.

L'amélioration des performances des SOA « à semelle » devraient également permettre d'améliorer la pureté spectrale du dispositif. En effet, l'utilisation de photodiodes de puissance capables de supporter de fortes puissances optiques (jusqu'à 100 mW) et délivrant de fortes puissances microondes (jusqu'à 1 W) autorisent le développement d'architectures sans amplificateurs microondes [57], sources importantes de bruit de la boucle OEO. De même, la modulation directe du gain du SOA devrait permettre de se passer du modulateur d'intensité de la cavité laser. Il résulterait alors un gain de compacité et une réduction des pertes de la cavité. Finalement, une meilleure isolation du dispositif aux perturbations extérieures doit également permettre d'améliorer les performances du dispositif.

Publications et Communications

Publications dans des revues internationales à comité de lecture

J. Maxin, S. Molin, G. Pillet, L. Morvan, A. Mugnier, D. Pureur et D. Dolfi, *Dual-frequency distributed feedback fibre laser for microwave signals generation*, Electronics Letters, 47, (14), p. 816-818 (2011)

J. Maxin, G. Pillet, B. Steinhausser, L. Morvan, O. Llopis et D. Dolfi, *Widely Tunable Opto-Electronic Oscillator Based on a Dual-Frequency Laser*, Journal of Lightwave Technology, 31, (17), pp. 2919-2925 (2013)

Conférences

J. Maxin, G. Pillet, L. Morvan et D. Dolfi, *Oscillateurs opto-électroniques largement accordables*, Journées du club Optique et Microondes (JCOM) (2011)

J. Maxin, S. Molin, G. Pillet, L. Morvan, A. Mugnier, D. Pureur et D. Dolfi, *Laser à fibre DFB pour la génération de signaux hyperfréquence*, Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG) (2011)

J. Maxin, S. Molin, G. Pillet, L. Morvan, D. Dolfi, A. Mugnier et D. Pureur, *Generation of microwave signals with a dual-frequency distributed feedback fiber laser*, IEEE Photonics Conference (IPC) 2011, pp.479-480 (2011)

J. Maxin, G. Pillet, L. Morvan et D. Dolfi, *Widely tunable opto-electronic oscillator*, Proc. SPIE 8259, RF and Millimeter-Wave Photonics II, 825905 (2012)

L. Morvan, A. Bouchier, Y. Chembo, D. Dolfi, Y. Dumeige, P. Féron, M. Ferrari, L. Larger, E. Le Cren, O. Llopis, J. Maxin, P.-H. Merrer, G. Nunzi Conti, G. Pillet, K. Saleh, P. Salzenstein, F. Van Dijk et G. Cibiel, *Mini and micro-resonators for the generation of high spectral purity microwave signals*, Proceedings of MINAP 2012 (2012)

J. Maxin, K. Saleh, G. Pillet, L. Morvan, O. Llopis et D. Dolfi, *Widely tunable opto-electronic oscillator based on a dual frequency laser*, Proc. SPIE 8624, Terahertz, RF, Millimeter, and Submillimeter-Wave Technology and Applications VI, 86240M (2013)

J. Maxin, G. Pillet, L. Morvan et D. Dolfi, *Widely tunable optoelectronic oscillator based on a dual-frequency laser*, Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO EUROPE/IQEC), 2013 Conference on and International Quantum Electronics Conference , vol., no., pp.1,1, 12-16 (2013)

J. Maxin, G. Pillet, M. Faugeron, F. Van Dijk, L. Morvan, O. Llopis et D. Dolfi, *Oscillateur optoélectronique couplé*, Journées du club Optique et Microondes (JCOM) (2013)

Z. Abdallah, A. Rumeau, J. Maxin, A. Fernandez, L. Morvan, O. Llopis et G. Cibieli, *Photodiode Nonlinear Modeling and its Impact on Optical Links Phase Noise*, European Frequency and Time Forum (EFTF) (2014)

G. Kervella, J. Maxin, M. Faugeron, P. Berger, H. Lanctuit, G. Pillet, L. Morvan, F. van Dijk, et D. Dolfi *Laser sources for microwave to millimeter-wave applications*, Photonics Research, Vol. 2, Issue 4, (2014)

O. Llopis, Z. Abdallah, V. Auroux, A. Ali Slimane, A. Fernandez, J. Maxin, G. Pillet et L. Morvan *Oscillateurs micro-ondes à résonateurs optiques : topologies, performances en bruit et perspectives* Journée du Club Optique et Micro-ondes (JCOM) (2014)

G. Pillet, J. Maxin, H. Lanctuit, L. Morvan et O. Llopis *Tunable Dual-Frequency Opto-Electronic Oscillator based on a Fiber-Ring Resonator*, soumis à IEEE Microwave Photonics/Asia-Pacific Microwave Photonics Conference (MWP/APMP) (2014)

Bibliographie

- [1] J. C. Maxwell, *A dynamical theory of the electromagnetic field*, Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 155, pp. 459–513 (1865). 7
- [2] J.-N. Gouyet et S. Kalinowski, *Radio numérique - Panorama des systèmes et plates-formes de distribution*, Vol. TE6140. Editions T.I. (2012). 7
- [3] M. Najman, *Télévision numérique terrestre - Principes*, Vol. TE6146. Editions T.I. (2002). 7
- [4] M. Giovachini, *Radiodiffusion par satellite*, Vol. E6160. Editions T.I. (1992). 7
- [5] J.-P. Brillaud, *Télécommunications par satellite*, Vol. E7570. Editions T.I. (1988). 7
- [6] F. Biraud et Nguyen-Quang-Rieu, *Radioastronomie*, Vol. E6600. Editions T.I. (1994). 7
- [7] J. Darricau, *Physique et Théorie du Radar (3^{ème} édition)*, Sodipe (1993). 7, 14
- [8] J.-P. Hardange, P. Lacomme et J.-C. Marchais, *Radars Aéroportés et Spatiaux*, Masson (1995). 7, 14
- [9] G. Marconi, *transmitting electrical signals* (juillet 13 1897), US Patent 586,193. 7
- [10] J. P. Gordon, H. J. Zeiger et C. H. Townes, *The Maser—New Type of Microwave Amplifier, Frequency Standard, and Spectrometer*, Phys. Rev., 99, pp. 1264–1274 (Aug 1955). 8
- [11] G. Walter, *Method of maintaining electric currents of constant frequency* (octobre 30 1923), US Patent 1,472,583. 8
- [12] K. Garenaux, T. Merlet, M. Alouini, J. Lopez, N. Vodjdani, R. Boula-Picard, C. Fourdin et J. Chazelas, *Recent Breakthroughs in RF Photonics for Radar Systems*, Aerospace and Electronic Systems Magazine, IEEE, 22 (2), pp. 3–8 (Feb 2007). 8
- [13] J. Logan R.T., L. Maleki et M. Shadaram, *Stabilization of oscillator phase using a fiber-optic delay-line*, Dans *Frequency Control Symposium, 1991. Proceedings of the 45th Annual IEEE International*, pp. 508–512 (May 1991). 8, 62
- [14] X. Yao et L. Maleki, *Converting light into spectrally pure microwave oscillation*, Opt. Lett., 21, pp. 483–485 (1996). 8, 32, 162
- [15] X. S. Yao et L. Maleki, *Dual microwave and optical oscillator*, Opt. Lett., 22 (24), pp. 1867–1869 (Dec 1997). 8, 32, 34, 35, 164
- [16] T. M. Fortier, M. S. Kirchner, F. Quinlan, J. Taylor, J. C. Bergquist, T. Rosenband, N. Lemke, A. Ludlow, Y. Jiang, C. W. Oates et D. S. A., *Generation of ultrastable microwaves via optical frequency division*, Nature Photonics, 5, pp. 425–429 (2011). 8, 40
- [17] J. Darricau, *Radars - Principe et éléments de base*, Vol. E6650. Editions T.I. (1996). 14
- [18] J. Roger, *Antennes - Bases et principes*, Vol. E3280. Editions T.I. (1998). 15

- [19] J. Roger, *Antennes - Différents types*, Vol. E3282. Editions T.I. (1999). 15
- [20] J. Darricau, *Radars - Paramètres de détection*, Vol. E6655. Editions T.I. (1996). 15
- [21] F. Le Chevalier, *Principles of Radar and Sonar Signal Processing*, Artech House (2002). 15
- [22] F. Delaveau et Y. Livran, *Radiosurveillance du spectre - Rôle et tendances*, Vol. TE6890. Editions T.I. (2012). 18
- [23] F. Delaveau et Y. Livran, *Radiosurveillance du spectre - Interception, réception et détection*, Vol. TE6891. Editions T.I. (2012). 18
- [24] F. Delaveau et Y. Livran, *Radiosurveillance du spectre - Analyse et Identification des transmissions*, Vol. TE6893. Editions T.I. (2012). 18
- [25] R. Esman, S. Gevorgian, L. Pendrill, A. Alping, B. Cabon, V. Girod, G. Maury, J. Capmany, D. Pastor, B. Ortega, S. Sales, T. Berceci, D. Dolfi, S. Tonda-Goldstein, J. Huignard, P. Spano, G. Eisenstein, Y. Langard, P. Chavel et J. Coutaz, *All Optical Processing Of Microwave Functions*, Dans *Microwave Photonics*, sous la direction de A. Vilcot, B. Cabon et J. Chazelas, pp. 375–573. Springer US (2003). 21, 32
- [26] *IEEE Standard Definitions of Physical Quantities for Fundamental Frequency and Time Metrology*. 22
- [27] S. Gribaldo, *Modélisation non-linéaire et en bruit de composants micro-ondes pour applications à faible bruit de phase*, Thèse de doctorat, LAAS-MOST (2008). 23
- [28] E. Rubiola, *Phase Noise and Frequency Stability in Oscillators*, Cambridge University Press (2009). 24, 163
- [29] G. Sauvage, *Phase Noise in Oscillators : A Mathematical Analysis of Leeson's Model*, Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on, 26 (4), pp. 408–410 (1977). 25, 26
- [30] D. Leeson, *A simple model of feedback oscillator noise spectrum*, Proceedings of the IEEE, 54 (2), pp. 329–330 (1966). 26
- [31] www.gigatronics.com/, *AN-GT140A-Introduction-to-Phase-Noise-in-Signal-Generators*. 27, 30, 45, 111
- [32] G. De Giovanni et M. Chomiki, *New Phase Noise Measurement Techniques and Ultra-Low Noise SAW Oscillators* (2010). 27
- [33] www.wenzel.com/. 28, 44
- [34] www.temexceramics.com/, *DIELECTRIC MATERIALS : General information*. 28
- [35] M. Regis, O. Llopis, B. Van Haaren, R. Plana, A. Gruhle, J. Rayssac et J. Graffeuil, *Ultra low phase noise C and X band bipolar transistors dielectric resonator oscillators*, Dans *Frequency Control Symposium, 1998. Proceedings of the 1998 IEEE International*, pp. 507–511 (May 1998). 28, 44
- [36] N. Popovic, *Review of Some Types of Varactor Tuned DROs*, http://www.rfdh.com/ez/system/db/lib__jnl/upload/276/%5BAMW9908%5D_Review_of_Some_Types_of_Varactor_Tuned_DROs.pdf. 28
- [37] E. Ivanov et M. Tobar, *Low phase-noise sapphire crystal microwave oscillators : current status*, Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on, 56 (2), pp. 263–269 (February 2009). 29, 44

- [38] www.raytheon.com.au/businesses/integrated_solutions/capabilities/psi_program/index.html. 29
- [39] C. Rumelhard, *MMIC - Évolution et technologie*, Vol. E1428. Editions T.I. (2004). 30
- [40] C.-H. Lee, S. Han, B. Matinpour et J. Laskar, *A low phase noise X-band MMIC GaAs MESFET VCO*, *Microwave and Guided Wave Letters, IEEE*, 10 (8), pp. 325–327 (Aug 2000). 30
- [41] L. Dussopt, D. Guillois et G. Rebeiz, *A low phase noise silicon 9 GHz VCO and an 18 GHz push-push oscillator*, Dans *Microwave Symposium Digest, 2002 IEEE MTT-S International*, vol. 2, pp. 695–698 vol.2 (June 2002). 30
- [42] A. Dec et K. Suyama, *Microwave MEMS-based voltage-controlled oscillators*, *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 48 (11), pp. 1943–1949 (Nov 2000). 30
- [43] E.-C. Park, S.-H. Baek, T.-S. Song, J.-B. Yoon et E. Yoon, *Performance comparison of 5GHz VCOs integrated by CMOS compatible high Q MEMS inductors*, Dans *Microwave Symposium Digest, 2003 IEEE MTT-S International*, vol. 2, pp. 721–724 vol.2 (June 2003). 30
- [44] www.hittite.com/. 31, 45
- [45] www.synergymwave.com/. 31, 45
- [46] www.crystek.com/. 31, 45
- [47] www.microlambdawireless.com/apppdfs/ytodefinitions2.pdf. 30
- [48] A. Neyer et E. Voges, *Highfrequency electrooptic oscillator using an integrated interferometer*, *Applied Physics Letters*, 40, p. 6 (1982). 32
- [49] X. Yao, L. Maleki et L. Davis, *Coupled opto-electronic oscillators*, Dans *Frequency Control Symposium, 1998. Proceedings of the 1998 IEEE International*, pp. 540–544 (May 1998). 32, 35
- [50] E. Salik, N. Yu et L. Maleki, *Ultra-low phase noise optical pulses generated by coupled opto-electronic oscillator*, Dans *Lasers and Electro-Optics, 2004. (CLEO). Conference on*, vol. 1, pp. 3 pp. vol.1– (May 2004). 32, 35
- [51] D. Eliyahu et L. Maleki, *Modulation response (S21) of the coupled opto-electronic oscillator*, Dans *Frequency Control Symposium and Exposition, 2005. Proceedings of the 2005 IEEE International*, pp. 850–856 (Aug 2005). 32, 166
- [52] D. Eliyahu, D. Seidel et 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), pp. 449–456 (2008). 32, 33, 44, 112, 117
- [53] V. Ilchenko, J. Byrd, A. Savchenkov, A. Matsko, D. Seidel et L. Maleki, *Miniature oscillators based on optical whispering gallery mode resonators*, Dans *Frequency Control Symposium, 2008 IEEE International*, pp. 305–308 (May 2008). 32, 36
- [54] K. Volyanskiy, Y. Chembo, L. Larger et E. Rubiola, *Contribution of Laser Frequency and Power Fluctuations to the Microwave Phase Noise of Optoelectronic Oscillators*, *Lightwave Technology, Journal of*, 28 (18), pp. 2730–2735 (2010). 32, 33, 44, 176
- [55] W. Li et J. Yao, *An Optically Tunable Optoelectronic Oscillator*, *Lightwave Technology, Journal of*, 28 (18), pp. 2640–2645 (Sept 2010). 32, 39

- [56] K. Saleh, *High spectral purity microwave sources based on optical resonators*, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier - Toulouse III (2012). 32, 37, 38, 44, 128, 130, 149
- [57] W. Loh, S. Yegnanarayanan, J. J. Plant, F. J. O'Donnell, M. E. Grein, J. Klamkin, S. M. Duff et P. W. Juodawlkis, *Low-noise RF-amplifier-free slab-coupled optical waveguide coupled optoelectronic oscillators : physics and operation*, Opt. Express, 20 (17), pp. 19420–19430 (Aug 2012). 32, 166, 167, 172, 175, 176, 178, 184
- [58] W. Loh, S. Yegnanarayanan, J. Klamkin, S. M. Duff, J. J. Plant, F. J. O'Donnell et P. W. Juodawlkis, *Amplifier-free slab-coupled optical waveguide optoelectronic oscillator systems*, Opt. Express, 20 (17), pp. 19589–19598 (Aug 2012). 32, 34, 35, 36, 167
- [59] D. Eliyahu et L. Maleki, *Low phase noise and spurious level in multi-loop opto-electronic oscillators*, Dans *Frequency Control Symposium and PDA Exhibition Jointly with the 17th European Frequency and Time Forum, 2003. Proceedings of the 2003 IEEE International*, pp. 405–410 (2003). 33, 34
- [60] X. Yao et L. Maleki, *Multiloop optoelectronic oscillator*, Quantum Electronics, IEEE Journal of, 36 (1), pp. 79–84 (Jan 2000). 33
- [61] W. Loh, S. Yegnanarayanan, R. Ram et P. Juodawlkis, *Super-Homogeneous Saturation of Microwave-Photonic Gain in Optoelectronic Oscillator Systems*, Photonics Journal, IEEE, 4 (5), pp. 1256–1266 (Oct 2012). 34
- [62] N. Yu, E. Salik et L. Maleki, *Ultralow-noise mode-locked laser with coupled optoelectronic oscillator configuration*, Opt. Lett., 30 (10), pp. 1231–1233 (May 2005). 35, 166
- [63] E. Salik, N. Yu et L. Maleki, *An Ultralow Phase Noise Coupled Optoelectronic Oscillator*, Photonics Technology Letters, IEEE, 19 (6), pp. 444–446 (2007). 35
- [64] A. B. Matsko, D. Eliyahu et L. Maleki, *Theory of coupled optoelectronic microwave oscillator II : phase noise*, J. Opt. Soc. Am. B, 30 (12), pp. 3316–3323 (Dec 2013). 35, 166, 175, 176
- [65] P. Juodawlkis, J. Plant, W. Loh, L. Missaggia, F. O'Donnell, D. Oakley, A. Napoleone, J. Klamkin, J. Gopinath, D. Ripin, S. Gee, P. Delfyett et J. Donnelly, *High-Power, Low-Noise 1.5 μm Slab-Coupled Optical Waveguide (SCOW) Emitters : Physics, Devices, and Applications*, Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, 17 (6), pp. 1698–1714 (2011). 35, 166, 167
- [66] M. Faugeron, *Diode laser 1,5 μm de puissance et faible bruit pour l'optique hyperfréquences*, Thèse de doctorat, Supelec (2012). 35, 167, 168, 169
- [67] J. Klamkin, S. M. Madison, D. C. Oakley, A. Napoleone, F. J. O'Donnell, M. Sheehan, L. J. Missaggia, J. M. Caissie, J. J. Plant et P. W. Juodawlkis, *Uni-traveling-carrier variable confinement waveguide photodiodes*, Opt. Express, 19 (11), pp. 10199–10205 (May 2011). 35
- [68] M. Chtioui, F. Lelarge, A. Enard, F. Pommereau, D. Carpentier, A. Marceaux, F. Van-Dijk et M. Achouche, *High Responsivity and High Power UTC and MUTC GaInAs-InP Photodiodes*, Photonics Technology Letters, IEEE, 24 (4), pp. 318–320 (Feb 2012). 35
- [69] A. A. Savchenkov, A. B. Matsko, V. S. Ilchenko et L. Maleki, *Optical resonators with ten million finesse*, Opt. Express, 15 (11), pp. 6768–6773 (May 2007). 35, 36, 128

- [70] K. Vahala, H. Lee, J. Li et T. Chen, *New directions for high-Q microcavities*, Dans *Photonics Conference (IPC), 2013 IEEE*, pp. 229–229 (Sept 2013). 35, 36
- [71] P. H. Merrer, *Élaboration de sources hyperfréquences à haute pureté spectrale à base de résonateurs optiques*, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier - Toulouse III (2009). 36, 128
- [72] A. Matsko et V. Ilchenko, *Optical resonators with whispering-gallery modes-part I : basics*, Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, 12 (1), pp. 3–14 (Jan 2006). 36
- [73] G. Righini, Y. Dumeige, P. Féron, M. Ferrari, G. Nunzi Conti, D. Ristic et S. Soria, *Whispering gallery mode microresonators : Fundamentals and applications*, Rivista del Nuovo Cimento, 34 (7), p. 435 (juillet 2011), nombre de pages 54 Convention CNES 103653-00. 36
- [74] V. S. Ilchenko, A. A. Savchenkov, A. B. Matsko et L. Maleki, *Nonlinear Optics and Crystalline Whispering Gallery Mode Cavities*, Phys. Rev. Lett., 92, p. 043903 (Jan 2004). 36
- [75] I. S. Grudin, V. S. Ilchenko et L. Maleki, *Ultrahigh optical Q factors of crystalline resonators in the linear regime*, Phys. Rev. A, 74, p. 063806 (Dec 2006). 36
- [76] R. Drever, J. Hall, F. Kowalski, J. Hough, G. Ford, A. Munley et H. Ward, *Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator*, Applied Physics B, 31 (2), pp. 97–105 (1983). 36, 136
- [77] M. L. Gorodetsky, A. D. Pryamikov et V. S. Ilchenko, *Rayleigh scattering in high-Q microspheres*, J. Opt. Soc. Am. B, 17, pp. 1051–1057 (2000). 36
- [78] V. S. Ilchenko, E. Dale, W. Liang, J. Byrd, D. Eliyahu, A. A. Savchenkov, A. B. Matsko, D. Seidel et L. Maleki, *Compact tunable kHz-linewidth semiconductor laser stabilized with a whispering-gallery mode microresonator* (2011). 36
- [79] V. S. Ilchenko, A. A. Savchenkov, J. Byrd, I. Solomatine, A. B. Matsko, D. Seidel et L. Maleki, *Crystal quartz optical whispering-gallery resonators*, Opt. Lett., 33 (14), pp. 1569–1571 (Jul 2008). 36
- [80] L. Maleki, V. Ilchenko, A. Savchenkov, W. Liang, D. Seidel et A. Matsko, *High performance, miniature hyper-parametric microwave photonic oscillator*, Dans *Frequency Control Symposium (FCS), 2010 IEEE International*, pp. 558–563 (June 2010). 36, 37, 38, 44
- [81] P.-H. Merrer, K. Saleh, O. Llopis, S. Berneschi, F. Cosi et G. N. Conti, *Characterization technique of optical whispering gallery mode resonators in the microwave frequency domain for optoelectronic oscillators*, Appl. Opt., 51 (20), pp. 4742–4748 (Jul 2012). 36, 37, 44
- [82] A. Matsko, A. Savchenkov, V. Ilchenko et L. Maleki, *Photonic frequency synthesis and control with whispering gallery mode microresonators*, Dans *Holey Fibers and Photonic Crystals/Polarization Mode Dispersion/Photonics Time/Frequency Measurement and Control, 2003 Digest of the LEOS Summer Topical Meetings*, pp. 2 pp.– (July 2003). 36
- [83] A. Savchenkov, V. Ilchenko, J. Byrd, W. Liang, D. Eliyahu, A. Matsko, D. Seidel et L. Maleki, *Whispering-gallery mode based opto-electronic oscillators*, Dans *Frequency Control Symposium (FCS), 2010 IEEE International*, pp. 554–557 (June 2010). 36, 37

- [84] K. Volyanskiy, P. Salzenstein, H. Tavernier, M. Pogurmirskiy, Y. K. Chembo et L. Larger, *Compact optoelectronic microwave oscillators using ultra-high Q whispering gallery mode disk-resonators and phase modulation*, *Opt. Express*, 18 (21), pp. 22358–22363 (Oct 2010). 36
- [85] V. Ilchenko, J. Byrd, A. Savchenkov, D. Eliyahu, W. Liang, A. Matsko, D. Seidel et L. Maleki, *Kerr frequency comb-based Ka-band RF photonic oscillator*, Dans *European Frequency and Time Forum International Frequency Control Symposium (EFTF/IFC), 2013 Joint*, pp. 29–32 (July 2013). 37, 39
- [86] K. Saleh, A. Fernandez, O. Llopis et G. Cibiel, *Fiber ring resonators with Q factors in excess of 10^{10} for Time and Frequency Applications*, Dans *Proceedings of the joint UFFC, EFTF and PFM symposium*, sous la direction de IEEE, pp. 33–36 (novembre 2013). 37, 128
- [87] D. Eliyahu et L. Maleki, *Tunable, ultra-low phase noise YIG based opto-electronic oscillator*, Dans *Microwave Symposium Digest, 2003 IEEE MTT-S International*, vol. 3, pp. 2185–2187 vol.3 (June 2003). 38, 39, 45, 111
- [88] W. Li et J. 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), pp. 1735–1742 (June 2012). 39, 45, 111
- [89] D. Eliyahu, W. Liang, E. Dale, A. Savchenkov, V. Ilchenko, A. Matsko, D. Seidel et L. Maleki, *Resonant Widely Tunable Opto-Electronic Oscillator*, *Photonics Technology Letters, IEEE*, 25 (15), pp. 1535–1538 (Aug 2013). 39, 45, 111
- [90] J. N. Eckstein, A. I. Ferguson et T. W. Hänsch, *High-resolution two-photon spectroscopy with picosecond light pulses*, *Physical Review Letters*, 40, p. 847 (1978). 40
- [91] T. M. Fortier, A. Bartels et D. S. A., *Octave-spanning Ti:sapphire laser with a repetition rate 1 GHz for optical frequency measurements and crepetition*, *Optics Letters*, 19, pp. 1777–1779 (2006). 40
- [92] F. Baynes, F. Quinlan, T. Fortier, A. Beling, Q. Zhou, A. Cross, J. Campbell et S. Diddams, *Optical frequency division for ultralow phase noise microwave generation*, Dans *Microwave Photonics (MWP), 2013 International Topical Meeting on*, pp. 333–335 (Oct 2013). 40, 44
- [93] A. J. Seeds et K. J. Williams, *Microwave Photonics*, *J. Lightwave Technol.*, 24 (12), pp. 4628–4641 (Dec 2006). 40, 41, 52
- [94] S. Foster, G. A. Cranch et A. Tikhomirov, *Experimental evidence for the thermal origin of $1/f$ frequency noise in erbium-doped fiber lasers*, *Phys. Rev. A*, 79, p. 053802 (May 2009). 41, 52
- [95] K. Williams, L. Goldberg, R. Esman, M. Dagenais et J. Weller, *6–34 GHz offset phase-locking of Nd:YAG 1319 nm nonplanar ring lasers*, *Electronics Letters*, 25 (18), pp. 1242–1243 (1989). 41, 52
- [96] Z. Fan et M. Dagenais, *Optical generation of a mHz linewidth microwave signal with a discriminator-aided phase-locked loop using two semiconductor lasers*, Dans *Antennas and Propagation Society International Symposium, 1997. IEEE., 1997 Digest*, vol. 2, pp. 766–769 vol.2 (July 1997). 41

- [97] D. Wake, C. Lima et P. Davies, *Optical generation of millimeter-wave signals for fiber-radio systems using a dual-mode DFB semiconductor laser*, Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on, 43 (9), pp. 2270–2276 (Sep 1995). 41
- [98] M. Lamponi, M. Chtioui, F. Lelarge, G. Kervella, E. Rouvalis, C. Renaud, M. Fice, G. Carpintero et F. van Dijk, *Tunable InP photonic integrated circuit for millimeter wave generation*, Dans *Indium Phosphide and Related Materials (IPRM), 2013 International Conference on*, pp. 1–2 (2013). 41, 52
- [99] G. Baili, G. Pillet, L. Morvan, M. Alouini, D. Dolfi et I. Sagnes, *Stabilization of a dual-frequency VECSEL free of relaxation oscillations for microwave photonics applications*, Dans *Photonics Conference (IPC), 2012 IEEE*, pp. 16–17 (2012). 41, 52
- [100] J. Maxin, S. Molin, G. Pillet, L. Morvan, A. Mugnier, D. Pureur et D. Dolfi, *Dual-frequency distributed feedback fibre laser for microwave signals generation*, Electronics Letters, 47 (14), pp. 816–818 (2011). 41, 42, 45, 52
- [101] M. Alouini, B. Benazet, M. Vallet, M. Brunel, P. Di Bin, F. Bretenaker, A. Le Floch et P. Thony, *Offset phase locking of Er,Yb :glass laser eigenstates for RF photonics applications*, Photonics Technology Letters, IEEE, 13 (4), pp. 367–369 (avril 2001). 41, 52
- [102] M. Brunel, F. Bretenaker, S. Blanc, V. Crozatier, J. Brisset, T. Merlet et A. Poezevara, *High-spectral purity RF beat note generated by a two-frequency solid-state laser in a dual thermooptic and electrooptic phase-locked loop*, Photonics Technology Letters, IEEE, 16 (3), pp. 870–872 (March 2004). 41, 52
- [103] G. Pillet, B. Steinhäusser, L. Morvan, J. Schiellein, T. Merlet et D. Dolfi, *Stabilized 1.5 microns dual-frequency laser prototype for optical generation of high purity microwave signals*, Dans *Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO EUROPE/EQEC), 2011 Conference on and 12th European Quantum Electronics Conference*, pp. 1–1 (2011). 41, 42, 55, 58, 61, 127
- [104] G. Pillet, L. Morvan, D. Dolfi et J. P. Huignard, *Highly-tunable optoelectronic microwave oscillator*, Dans *Microwave Photonics (MWP), 2010 IEEE Topical Meeting on*, pp. 313–316 (2010). 45, 69
- [105] O. Solgaard, J. Park, J. B. Georges, P. Pepeljugoski et K. Y. Lau, *Millimeter wave, multigigahertz optical modulation by feedforward phase noise compensation of a beat note generated by photomixing of two laser diodes*, Photonics Technology Letters, IEEE, 5 (5), pp. 574–577 (1993). 52
- [106] R. Steed, L. Ponnampalam, M. Fice, C. C. Renaud, D. Rogers, D. Moodie, G. Maxwell, I. Lealman, M. Robertson, L. Pavlovic, L. Naglic, M. Vidmar et A. Seeds, *Hybrid Integrated Optical Phase-Lock Loops for Photonic Terahertz Sources*, Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, 17 (1), pp. 210–217 (2011). 52
- [107] L. Langley, M. D. Elkin, C. Edge, M. Wale, U. Gliese, X. Huang et A. 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), pp. 1257–1264 (1999). 52

- [108] H. Rideout, J. Seregelyi, S. Paquet et J. Yao, *Discriminator-Aided Optical Phase-Lock Loop Incorporating a Frequency Down-Conversion Module*, *Photonics Technology Letters*, IEEE, 18 (22), pp. 2344–2346 (Nov 2006). 52
- [109] F. Bretenaker et A. Le Floch, *Laser fournissant deux ondes à des fréquences différentes* (1991). 52
- [110] J. Yao, *Microwave Photonics*, *Lightwave Technology, Journal of*, 27 (3), pp. 314–335 (2009). 52
- [111] M. Brunel, O. Emile, F. Bretenaker, A. LeFloch, B. Ferrand et E. Molva, *Tunable Two-Frequency Lasers for Lifetime Measurements*, *Optical Review*, 4 (5), pp. 550–552 (1997). 52
- [112] W. Loh, J. de Sandro, G. Cowle, B. Samson et A. Ellis, *40 GHz optical-millimetre wave generation with a dual polarisation distributed feedback fibre laser*, *Electronics Letters*, 33 (7), pp. 594–595 (1997). 52
- [113] L. Morvan, N. D. Lai, D. Dolfi, J.-P. Huignard, M. Brunel, F. Bretenaker et A. L. Floch, *Building Blocks for a Two-Frequency Laser Lidar-Radar : A Preliminary Study*, *Appl. Opt.*, 41 (27), pp. 5702–5712 (Sep 2002). 55
- [114] J. L. Gouët, L. Morvan, M. Alouini, J. Bourderionnet, D. Dolfi et J.-P. Huignard, *Dual-frequency single-axis laser using a lead lanthanum zirconate tantalate (PLZT) birefringent etalon for millimeter wave generation : beyond the standard limit of tunability*, *Opt. Lett.*, 32 (9), pp. 1090–1092 (May 2007). 55
- [115] G. Pillet, L. Morvan, M. Brunel, F. Bretenaker, D. Dolfi, M. Vallet, J.-P. Huignard et A. Le Floch, *Dual-Frequency Laser at 1.5 μm for Optical Distribution and Generation of High-Purity Microwave Signals*, *Lightwave Technology, Journal of*, 26 (15), pp. 2764–2773 (Aug 2008). 55, 62, 121, 123
- [116] G. Baili, L. Morvan, M. Alouini, D. Dolfi, F. Bretenaker, I. Sagnes et A. Garnache, *Experimental demonstration of a tunable dual-frequency semiconductor laser free of relaxation oscillations*, *Opt. Lett.*, 34 (21), pp. 3421–3423 (Nov 2009). 55
- [117] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics, Third Edition*, Academic Press, 3rd édition (2008). 57
- [118] G. H. Haertling et C. E. Land, *Hot-Pressed (Pb,La)(Zr,Ti)O₃ Ferroelectric Ceramics for Electrooptic Applications*, *Journal of the American Ceramic Society*, 54 (1), pp. 1–11 (1971). 57
- [119] H. Jiang, Y. K. Zou, Q. Chen, K. K. Li, R. Zhang, Y. Wang, H. Ming et Z. Zheng, *Transparent electro-optic ceramics and devices*, Vol. 5644, pp. 380–394 (2005). 58
- [120] F. Bretenaker, *Laser Physics*, cours du Master 2 "Optique, Matière, Plasmas" (2009). 59
- [121] G. Baili, *Contribution à la réduction du bruit d'intensité relatif des lasers à semi-conducteurs pour des applications radars*, Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay (2008). 59, 60
- [122] C. Svelto, S. Taccheo, E. Bava et P. Laporta, *Characterization of Yr-Er :glass lasers at 1.5 μm wavelength in terms of amplitude and frequency stability*, *Measurement*, 26 (2), pp. 119 – 128 (1999). 60
- [123] M. Brunel, A. Amon et M. Vallet, *Dual-polarization microchip laser at 1.53 μm* , *Opt. Lett.*, 30 (18), pp. 2418–2420 (Sep 2005). 60

- [124] C. W. C. W. Gardiner, *Handbook of stochastic methods for physics, chemistry, and the natural sciences / C.W. Gardiner*, Berlin ; New York : Springer-Verlag, 3rd ed édition (2004), Includes bibliographical references (p. [393]-402) and indexes. 61
- [125] M. Alouini, M. Brunel, F. Bretenaker, M. Vallet et A. Le Floch, *Dual tunable wavelength Er, Yb :glass laser for terahertz beat frequency generation*, Photonics Technology Letters, IEEE, 10 (11), pp. 1554–1556 (Nov 1998). 61
- [126] Y. Li, S. Goldwasser et P. Herczfeld, *Optically generated dynamically tunable, low noise millimeter wave signals using microchip solid state lasers*, Dans *Microwave Symposium Digest, 2003 IEEE MTT-S International*, vol. 2, pp. 1391 – 1394 vol.2 (2003). 62
- [127] G. Pillet, *Lidar-radar pour télémétrie laser haute résolution*, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (2013). 62, 65, 67, 71
- [128] J.-C. Gille, P. Decaulne et M. Pélegrin, *Théorie et calcul des asservissements linéaires*, Techniques de l'automatisme. Dunod, Paris (1967). 66
- [129] A. L. Lance, W. D. Seal et F. Labaar, *Infrared and Millimeter Waves*, Academic Press (1984). 82
- [130] D. Sullivan, D. Allan, D. Howe et F. Walls, *Characterization of Clocks and Oscillators*, Rapport Technique National Institute of Standards and Technology (1990). 82
- [131] G. Cibiel, M. Regis, E. Tournier et O. Llopis, *AM noise impact on low level phase noise measurements*, Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on, 49 (6), pp. 784–788 (2002). 85, 86, 103, 104
- [132] P. Butterworth, *Méthode de conception des mélangeurs millimétriques. Application à la réalisation MMIC d'un mélangeur sous-harmonique à FET froid [42-43.5 GHz]*, Thèse de doctorat, Université de Limoges (2003). 103
- [133] D. Tulchinsky et K. Williams, *Excess amplitude and excess phase noise of RF photodiodes operated in compression*, Photonics Technology Letters, IEEE, 17 (3), pp. 654–656 (2005). 112, 117
- [134] A. Joshi et S. Datta, *Dual InGaAs Photodiodes Having High Phase Linearity for Precise Timing Applications*, Photonics Technology Letters, IEEE, 21 (19), pp. 1360–1362 (2009). 112, 113
- [135] J. Taylor, S. Datta, A. Hati, C. Nelson, F. Quinlan, A. Joshi et S. Diddams, *Characterization of Power-to-Phase Conversion in High-Speed P-I-N Photodiodes*, Photonics Journal, IEEE, 3 (1), pp. 140–151 (2011). 112
- [136] W. Zhang, T. Li, M. Lours, S. Seidelin, G. Santarelli et Y. Coq, *Amplitude to phase conversion of InGaAs pin photo-diodes for femtosecond lasers microwave signal generation*, Applied Physics B, 106 (2), pp. 301–308 (2012). 112
- [137] D. H. Phung, M. Lintz et C. Alexandre, *Dynamics of the amplitude to phase coupling in 1.5 μm high bandwidth photodiodes*, Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on, submitted for publication (2013). 112
- [138] M. Chtioui, *Photodiodes UTC de puissance pour les liaisons optiques/hyperfréquence et la sommation de signaux hyperfréquences par voies optique*, Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille (2008). 113

- [139] K. Williams, R. Esman et M. Dagenais, *Nonlinearities in p-i-n microwave photodetectors*, Lightwave Technology, Journal of, 14 (1), pp. 84–96 (1996). 114, 117
- [140] K. Williams, *Comparisons between dual-depletion-region and uni-travelling-carrier p-i-n photodetectors*, Optoelectronics, IEE Proceedings -, 149 (4), pp. 131–137 (2002). 114
- [141] A. E. Amili, G. Kervella et M. Alouini, *Experimental evidence and theoretical modeling of two-photon absorption dynamics in the reduction of intensity noise of solid-state Er :Yb lasers*, Opt. Express, 21 (7), pp. 8773–8780 (Apr 2013). 127
- [142] G. Danion, G. Loas, L. Frein, C. Hamel, A. Carre, S. Bouhier, M. Vallet, M. Brunel, A. Rolland, M. Alouini, F. Bondu, F. Cleva, J.-P. Coulon, M. Merzougui, A. Brilllet, A. Beck, G. Ducournau, M. Zaknoune, C. Coinon, X. Wallart, E. Peytavit, T. Akalin, J.-F. Lampin, G. Pillet, L. Morvan, G. Baili et J. Bourderionnet, *High spectral purity microwave and terahertz oscillator*, Dans *European Frequency and Time Forum International Frequency Control Symposium (EFTF/IFC), 2013 Joint*, pp. 40–42 (July 2013). 127
- [143] L. Maleki, *The Optoelectronic Oscillator*, Nature Photonics, 5, pp. 728–730 (2011). 128
- [144] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, U.S. (1986). 128
- [145] J. Heebner, R. Grover et T. Ibrahim, *Optical Microresonators : Theory, Fabrication, and Applications*, Sprin (2007). 128
- [146] A. Matsko, *Practical Applications of Microresonators in Optics and Photonics*, CRC Press (2009). 128
- [147] S. Norcia Molin, *Augmentation de la profondeur de modulation de signaux hyperfréquences sur porteuse optique par effets non linéaires dans les fibres*, Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay (2004). 130
- [148] G. Pillet, L. Morvan, L. Menager, A. Garcia, S. Babiél et A. Stohr, *100 GHz phase-locked dual-frequency laser*, Dans *Microwave Photonics (MWP), 2012 International Topical Meeting on*, pp. 39–42 (Sept 2012). 134
- [149] E. D. Black, *An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization*, Am. J. Phys., 69 (1), pp. 79–87 (January 2000). 136
- [150] G. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, 3 édition (janvier 2001). 164
- [151] F. Quinlan, S. Ozharar, S. Gee et P. J. Delfyett, *Harmonically mode-locked semiconductor-based lasers as high repetition rate ultralow noise pulse train and optical frequency comb sources*, Journal of Optics A : Pure and Applied Optics, 11 (10), p. 103001 (2009). 165
- [152] A. B. Matsko, D. Eliyahu, P. Koonath, D. Seidel et L. Maleki, *Theory of coupled optoelectronic microwave oscillator I : expectation values*, J. Opt. Soc. Am. B, 26 (5), pp. 1023–1031 (May 2009). 166
- [153] F. Quinlan, C. Williams, S. Ozharar, S. Gee et P. Delfyett, *Self-Stabilization of the Optical Frequencies and the Pulse Repetition Rate in a Coupled Optoelectronic Oscillator*, Lightwave Technology, Journal of, 26 (15), pp. 2571–2577 (2008). 166
- [154] M. J. Connelly, *Semiconductor Optical Amplifiers*, Springer (2002). 167
- [155] J. N. Walpole, E. S. Kintzer, S. R. Chinn, C. A. Wang et L. J. Missaggia, *High-power strained-layer InGaAs/AlGaAs tapered traveling wave amplifier*, Applied Physics Letters, 61 (7), pp. 740–742 (1992). 167

- [156] D. Garbuzov, L. Xu, S. Forrest, R. Menna, R. Martinelli et J. Connolly, *1.5 μm wavelength, SCH-MQW InGaAsP/InP broadened-waveguide laser diodes with low internal loss and high output power*, Electronics Letters, 32 (18), pp. 1717– (1996). 167
- [157] K. Morito, S. Tanaka, S. Tomabechi et A. Kuramata, *A broad-band MQW semiconductor optical amplifier with high saturation output power and low noise figure*, Photonics Technology Letters, IEEE, 17 (5), pp. 974–976 (2005). 167
- [158] E. A. J. Marcatili, *Slab-Coupled Waveguides*, Bell System Technical Journal, 53 (4), pp. 645–674 (1974). 167
- [159] J. Walpole, J. Donnelly, P. J. Taylor, L. Missaggia, C. Harris, R. Bailey, A. Napoleone, S. Groves, S. R. Chinn, R. Huang et J. Plant, *Slab-coupled 1.3- μm semiconductor laser with single-spatial large-diameter mode*, Photonics Technology Letters, IEEE, 14 (6), pp. 756–758 (2002). 168
- [160] J. Plant, P. Juodawlkis, R. Huang, J. Donnelly, L. Missaggia et K. Ray, *1.5 μm InGaAsP-InP slab-coupled optical waveguide lasers*, Photonics Technology Letters, IEEE, 17 (4), pp. 735–737 (2005). 168
- [161] T. Akiyama, M. Ekawa, M. Sugawara, K. Kawaguchi, H. Sudo, A. Kuramata, H. Ebe et Y. Arakawa, *An ultrawide-band semiconductor optical amplifier having an extremely high penalty-free output power of 23 dBm achieved with quantum dots*, Photonics Technology Letters, IEEE, 17 (8), pp. 1614–1616 (2005). 168
- [162] S. Gee, S. Ozharar, F. Quinlan, P. Delfyett, J. Plant et P. Juodawlkis, *Attosecond timing jitter actively modelocked semiconductor fiber ring laser with normal net cavity dispersion*, Dans *Lasers and Electro-Optics, 2007. CLEO 2007. Conference on*, pp. 1–2 (2007). 172
- [163] C. DePriest, T. Yilmaz, J. Delfyett P.J., S. Etemad, J. Abeles, A. Braun et D. Sarnoff, *Ultralow noise and supermode suppression for high-speed photonic sampling with a semiconductor diode ring laser*, Dans *Lasers and Electro-Optics, 2002. CLEO '02. Technical Digest. Summaries of Papers Presented at the*, pp. 606–607 vol.1 (May 2002). 175
- [164] E. Saint Georges, *Experimental study of four-wave mixing on dispersion-shifted fiber and low dispersion fibers with a dense multiwavelength source*, Dans *Optical Fiber Communication. OFC 97., Conference on*, pp. 67–69 (1997). 177

Author : Jérémy MAXIN

Title : Widely tunable and low noise optoelectronic oscillators for radar applications

Abstract : The objectives of this thesis is the developement of two optoelectronic oscillator architectures dedicated to the generation of low noise microwave signals for radar applications.

The first oscillator is based on the stabilization of the beatnote of a widely tunable dual-frequency laser with an optical fiber delay line. A fine analysis of the stabilization loop implemented with a 100 m long optical fiber allowed us to reach the technical limit fixed by the loop microwave amplifiers. The oscillator is tunable from 2.5 to 5.5 GHz by 2 MHz steps and present a phase noise power spectral density of -105 dBc/Hz at 10 kHz offset from the carrier (performance independent of the carrier frequency). The use of two optical fibers in a double delay lines architecture and of a fiber ring resonator as a delay line are also investigated.

The second architecture developed is a coupled optoelectronic oscillator (COEO). The architecture, similar to a regenerative mode-locked laser, is realized by coupling a resonant laser cavity to a resonant optoelectronic loop. The developpement of this oscillator is based on a new architecture of SOA : an asymmetrical cladding semiconductor optical amplifier. This component offers better saturation power and lower intrinsic noise than the « classical » design. The COEO operates around 10 GHz. A phase noise power spectral density of -135 dBc/Hz is measured at 10 kHz offset from the carrier.

Key words : Optoelectronic oscillator (OEO), coupled optoelectronic oscillator (COEO), microwave photonics, RADAR, phase noise, dual-frequency laser, optical frequency locked loop, optical fiber, optical fiber resonator, mode-locked laser, semiconductor optical amplifier (SOA), asymmetrical cladding SOA.

Auteur : Jérémy MAXIN

Titre : Oscillateurs optoélectroniques largement accordables et faible bruit pour les applications radar

Directeurs de Thèse : Olivier LLOPIS et Loïc MORVAN

Lieu et Date de Soutenance : Thales Research & Technology, le 26 Septembre 2014

Résumé : L'objectif de cette thèse est le développement de deux architectures d'oscillateurs optoélectroniques (OEO) afin de générer des signaux microondes très stables pour des applications radar.

La première architecture réalisée consiste à stabiliser le signal d'un laser bifréquence avec une boucle à verrouillage de fréquence optique. L'étude théorique et expérimentale du système a permis d'améliorer significativement la pureté spectrale du signal délivré par le laser. Implémenté avec une fibre optique de 100 m de long, l'oscillateur présente un bruit de phase de -105 dBc/Hz à 10 Hz de la porteuse avec une accordabilité de 2,5 à 5,5 GHz par pas de 2 MHz. Ces résultats correspondent aux limites techniques fixées par les composants hyperfréquences utilisés pour la boucle de stabilisation. L'implémentation de la boucle avec deux retards optiques en parallèles ou avec un anneau de fibre résonant comme retard optique est également étudiée.

La seconde architecture développée est un oscillateur optoélectroniques couplé (COEO). Celle-ci, similaire à celle d'un laser à verrouillage de modes régénératif, résulte de l'imbrication d'une cavité laser à modes bloqués et d'une cavité optoélectronique résonante. Le développement du laser autour d'un amplificateur optique à semiconducteur (SOA) « à semelle » permet de tirer parti d'une puissance de saturation élevée et du faible bruit inhérent à ces composants. Nous mesurons avec ce dispositif une densité spectrale de puissance de bruit de phase de -135 dBc/Hz à 10 Hz de la porteuse à 10 GHz.

Mots clés : Oscillateur optoélectronique (OEO), oscillateur optoélectronique couplé (COEO), optique micro-onde, RADAR, bruit de phase, laser bifréquence, boucle à verrouillage de fréquence, fibre optique, résonateur à fibre, Laser à verrouillage de modes, amplificateurs optiques à semi-conducteur "à semelle".

Discipline Administrative : Photonique et Systèmes Optoélectroniques

Thales Research & Technology 1 avenue Augustin Fresnel - 91767 Palaiseau Cedex

LAAS-CNRS BP 54200 - 31031 Toulouse Cedex 4