



HAL
open science

Oscillateur optoélectronique à modulation directe : Génération de signaux micro-ondes et d'impulsions optiques courtes

Brian Siquin

► **To cite this version:**

Brian Siquin. Oscillateur optoélectronique à modulation directe : Génération de signaux micro-ondes et d'impulsions optiques courtes. Optique / photonique. INSA de Rennes, 2023. Français. NNT : 2023ISAR0014 . tel-04575280

HAL Id: tel-04575280

<https://theses.hal.science/tel-04575280v1>

Submitted on 14 May 2024

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

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

COLLEGE MATHS, TELECOMS

DOCTORAL INFORMATIQUE, SIGNAL

BRETAGNE SYSTEMES, ELECTRONIQUE

INSA INSTITUT NATIONAL
DES SCIENCES
APPLIQUEES
RENNES

THESE DE DOCTORAT DE .

L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES
APPLIQUEES RENNES

ECOLE DOCTORALE N° 601

*Mathématiques, Télécommunications, Informatique, Signal, Systèmes,
Electronique*

Spécialité : Photonique

Par

Brian SINQUIN

Oscillateur optoélectronique à modulation directe

Génération de signaux micro-ondes et d'impulsions optiques courtes

Thèse présentée et soutenue à l'Université de Rennes, le 14 décembre 2023

Unité de recherche : Institut FOTON / DOP (UMR 6082)

Thèse N° : 23ISAR 39 / D23 - 39

Rapporteurs avant soutenance :

Angélique RISSONS Professeure, ISAE-SUPAERO

Frédéric GRILLOT Professeur, Télécom Paris

Composition du Jury :

Président : Marc VALLET

Professeur d'Université, Université de Rennes

Examineurs : Frédéric GRILLOT

Professeur d'Université, Télécom Paris

Angélique RISSONS

Professeure d'Université, ISAE-SUPAERO

Arnaud FERNANDEZ

Maître de conférences, Université Paul Sabatier

Vincent CROZATIER

Ingénieur, Thales Research & Technology

Dir. de thèse : Marco ROMANELLI

Maître de conférences, Université de Rennes

“Le temps met tout en lumière.”

THALÈS

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier sincèrement Angélique Rissons et Frédéric Grillot d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse. Je tiens également à remercier Vincent Crozatier et Arnaud Fernandez de les avoir rejoints en tant que membres du jury. Je leur suis reconnaissant pour leurs remarques constructives et les échanges scientifiques très intéressants que nous avons eus au sujet de ce travail.

Ayant effectué mon travail à l'Institut FOTON, je tiens à remercier son directeur, Mehdi Alouini, de m'avoir accueilli au sein de l'équipe DOP, de m'avoir fait confiance et donné accès aux ressources, composants et instruments du laboratoire.

Je tiens à exprimer ma plus sincère et profonde reconnaissance à Marco Romanelli, d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse, pour sa gentillesse, sa patience, son inestimable disponibilité, sa culture et sa pédagogie. Il m'a guidé tout en me laissant beaucoup de liberté et m'a permis de me construire scientifiquement. Merci pour sa confiance, son optimisme, les débats et les échanges scientifiques passionnants.

Je remercie tout particulièrement Marc Vallet d'avoir accepté d'être le président de mon jury et de m'avoir permis de co-encadrer à ses côtés des projets et stages de master sur le sujet du *Tilt-Locking*. Travailler et échanger avec lui fut un réel plaisir et une grande source d'apprentissage. Je le remercie également d'avoir financé certains composants et déplacements au cours de ce travail.

Je tiens à remercier les ingénieurs du laboratoire, pour leur précieux savoir-faire, sans lequel mes expériences n'auraient pas fonctionné. Merci à Steve Bouhier, qui est devenu un grand ami, pour les innombrables pauses clope, son ouverture d'esprit et notre complicité. Merci à Ludovic Frein pour sa bonne humeur à toute épreuve et sa pédagogie. Merci à eux deux pour leur immense savoir-faire en électronique, c'est grâce à eux que j'ai acquis toutes mes compétences dans le domaine de l'hyper-fréquence. Merci à Anthony Carré pour ses conseils expérimentaux, son regard sur l'esthétique graphique des choses et pour toutes nos discussions sur l'informatique libre et le scepticisme. Merci à Goulc'hen Loas pour sa grande culture théorique et expérimentale en optique, pour nos précieux échanges et son humour, il a été de bons conseils et une oreille attentive. Merci à Cyril Hamel pour son expertise en mécanique. La précision impressionnante

et la complexité de ses pièces permettent la mise en place de très belles expériences.

Je remercie sincèrement les chercheurs, enseignants-chercheurs et professeurs de l'équipe : Julien Fade, François Bondu, Marc Brunel, Hugues Guillet de Chatellus et Judikaël Le Rouzo pour leur disponibilité et les discussions sur leurs spécialités respectives. J'ai également beaucoup appris auprès d'eux.

Je remercie tous les doctorants croisés au laboratoire : Marie, Romain, Anwar, Jonathan, Jérôme, Herman, Victor, Daria, Louis et Aymeric. Le plaisir de partager des repas au CROUS, de discuter de nos sujets respectifs, l'entraide, les activités hors laboratoire ainsi que notre complicité furent autant de points qui ont eu un effet positif sur ma personne et sur mon travail. Bonne continuation à ceux qui n'ont pas encore soutenu !

Je remercie mes professeurs et enseignants de l'Université de Bretagne Occidentale : Bernard Le Jeune, Matthieu Dubreuil, Sylvain Rivet, Fabrice Pelen, Yann Le Grand, Jean-Philippe Jay, Alexandre Lebon et tous ceux que j'ai oublié, de m'avoir tant appris, attisé ma curiosité scientifique et convaincu de me diriger vers le monde de la recherche.

De la même manière, je remercie les professeurs de physique-chimie et de mathématiques qui m'ont marqué au collège : Mickaël Fichou et YLAG, et au lycée : Franck Richard, Gwenola Kermarec, Dominique Le Duc et Christophe Tanguy. Ils ont attisé, par leur enseignement, ma passion pour les sciences physiques et initié mon inévitable poursuite dans cette voie.
Trugarez vras.

Je tiens finalement à remercier ma famille qui m'a toujours soutenu, encouragé et poussé à faire de mon mieux.

SOMMAIRE

Introduction générale	1
1 Synthèse de signaux périodiques spectralement purs	5
1.1 Introduction	5
1.2 Les Oscillateurs	5
1.2.1 Conditions d'oscillation	6
1.2.2 Exemple : Oscillateur à Quartz	10
1.2.3 Oscillateurs à retards	10
1.2.4 Bruit de phase et grandeurs caractéristiques	14
1.2.5 Modélisation du bruit dans les oscillateurs	16
1.3 Applications	22
1.3.1 Télédétection RADAR	22
1.3.2 Télécommunications cohérentes	23
1.4 Synthèse électronique de fréquences	24
1.4.1 Multiplication de fréquence	24
1.4.2 Transfert de stabilité	25
1.4.3 État de l'art de la synthèse de fréquence	27
1.5 Les Oscillateurs Optoélectroniques	29
1.5.1 Introduction	29
1.5.2 Dynamique non-linéaire	32
1.5.3 État de l'art	34
1.6 Conclusion	40
2 Modélisation et caractérisation des lasers à semi-conducteurs	43
2.1 Modélisation des lasers DFB à semi-conducteurs	43
2.1.1 Équations d'évolution d'un laser	45
2.1.2 Fonction de transfert	48
2.1.3 Modulation directe	52
2.2 Mesure du couplage phase amplitude	58

2.2.1	Les différentes méthodes de mesure	60
2.2.2	Mesure par reconstruction du champ optique	60
2.3	Conclusions	74
3	Oscillateur Optoélectronique à Modulation Directe	79
3.1	Introduction	79
3.2	Contexte	79
3.3	Principe	80
3.4	Modélisation du bruit de phase	86
3.4.1	Architecture à boucle unique	86
3.4.2	Architecture double-boucle	92
3.5	DMOEO à boucle unique	94
3.5.1	Mise en place expérimentale	94
3.5.2	Influence de la longueur de fibre	96
3.5.3	Optimisation	98
3.5.4	Observation d'harmoniques	103
3.5.5	Gigue fréquentielle et sensibilité à la température	110
3.5.6	Comparaison avec l'architecture classique	112
3.6	DMOEO à double boucle	115
3.6.1	Mise en place expérimentale	116
3.6.2	Optimisation du bruit de phase	117
3.6.3	Observation d'harmoniques	121
3.6.4	Gigue fréquentielle	122
3.6.5	Influence du filtrage	123
3.7	Conclusion	126
4	Génération d'impulsions et de peignes de fréquence optique dans un Oscillateur Optoélectronique à Modulation Directe	135
4.1	Introduction	135
4.2	Optique linéaire et non-linéaire	135
4.2.1	Dispersion de la vitesse de groupe	135
4.2.2	Auto-modulation de phase et élargissement spectral	142
4.2.3	Équation de Schrödinger non-linéaire	145
4.3	DMOEO à compression d'impulsion	150
4.3.1	Premières expériences et résultats préliminaires	152

4.3.2	Amélioration de l'expérience	157
4.3.3	Simulation du système	166
4.4	Application : Élargissement spectral hors-boucle après compression	175
4.5	Perspectives d'amélioration	178
4.6	Perspectives d'applications	180
4.6.1	Échantillonnage optique	180
4.6.2	Multiplexage en longueur d'onde	181
4.7	Conclusions	182
	Conclusion générale	183
	Annexes	187
	A Bandes de fréquences	187
	B Oscillations de relaxation	189
	C Fonction de transfert d'une fibre optique	191
	D Fonction de transfert de la phase	194
	E Approximation de la fonction de transfert du filtre	195
	F Signaux bruités et amplification	196
	F.1 Rapport signal à bruit	196
	F.2 Facteur de bruit	196
	F.3 Amplification de signaux bruités	197
	F.3.1 Facteur de bruit d'un amplificateur	197
	G Effet Kerr optique	199
	Bibliographie	201
	Publications et diffusion scientifique	221

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Le xx^e siècle a connu deux révolutions technologiques majeures qui ont bouleversé les habitudes de vie des civilisations humaines, tant sur la communication entre les individus que sur les procédés industriels et la précision des mesures scientifiques. La première est le développement de l'électronique et plus particulièrement de la micro-électronique qui compose aujourd'hui la plupart des objets que nous utilisons. La deuxième est l'invention du **LASER** (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation), expérimentalement réalisé pour la première fois par Theodore Maiman en 1960 [1] à partir de l'idée de Arthur Schawlow et Charles Townes [2]. Le laser est aujourd'hui présent dans un bon nombre d'objets électroniques du quotidien comme les lecteurs DVDs et les souris d'ordinateur.

Au-delà des applications du quotidien, ces deux technologies vont de paire dans différentes applications comme les télécommunications modernes. Des signaux à haut-débit (10 Gb/s) peuvent aujourd'hui être échangés d'un bout à l'autre de la planète en quelques millisecondes grâce à la propagation de paquets de données dans des fibres optiques. Ainsi, l'optique sert à véhiculer l'information sur de très longues distances tandis que l'information est traitée d'un bout à l'autre dans le domaine électronique. Les débits actuels demandent une détection et un traitement ultra-rapide de l'information, on a donc besoin de signaux, dits hyperfréquences (typiquement 10 GHz), pour synchroniser, numériser et générer des paquets de données. La qualité de ces signaux est d'une importance capitale pour assurer de hauts-débits sur de longues distances. Le **RADAR** (Radio Detection and Ranging) est un autre exemple de système reposant sur les signaux hyperfréquences, il utilise l'émission et la détection de ces derniers pour mesurer la distance et la vitesse d'un objet cible (un avion par exemple) après réflexion. Dans ce cas aussi, la qualité spectrale des signaux est de première importance.

La génération de fréquences de référence nécessaires à de nombreuses applications, dont celles cités plus haut, est généralement faite à l'aide d'oscillateurs à base de cristaux de Quartz oscillant à 10 MHz. La génération d'ondes à plus haute fréquence, du GHz à

plusieurs dizaines de GHz est possible à l'aide d'une multiplication de fréquence qui a cependant le désavantage de dégrader la qualité du signal. La génération de fréquences encore plus élevées (> 100 GHz) est possible par mélange hétérodyne de deux ondes optiques, grâce au développement des technologies lasers depuis les années 1960. Mais l'optique a aussi un rôle à jouer dans l'amélioration de la qualité spectrale des signaux hyperfréquences lorsqu'elle est hybridée à des oscillateurs électroniques. C'est pourquoi l'oscillateur optoélectronique a été inventé, en 1996, dans un laboratoire de la **NASA** (National Aeronautics and Space Administration), le **JPL** (Jet Propulsion Laboratory) par Steve Yao et Lute Maleki [3, 4]. Ce nouveau type d'oscillateur, utilisant la propagation d'un signal optique dans une fibre, permet la génération d'oscillations hautes-fréquences présentant une grande pureté spectrale. Un oscillateur optoélectronique doit donc par construction faire le pont de l'électronique vers l'optique, ceci se fait classiquement en utilisant un modulateur d'intensité dans lequel se propage une onde continue produite par un laser. Le transfert de l'optique vers l'électronique est lui assuré par une photodiode.

Dans ce contexte, l'objectif de ce travail de thèse est de développer un oscillateur optoélectronique basé sur un autre type de transduction de l'électronique vers l'optique, la modulation directe du courant de pompe de la source laser, afin de générer des oscillations hautes-fréquences très pures spectralement. Nous chercherons dans ce travail à optimiser la qualité du signal hyperfréquence (à 10 GHz) généré afin de montrer que la modulation directe peut être un moyen de transduction pouvant remplacer les technologies de modulation externes comme les modulateurs d'intensité de type Mach-Zehnder. Outre l'optimisation du signal électrique haute-fréquence, une part de ce travail de thèse vise à rendre le système plus versatile en tirant parti du signal optique, ce qui n'est généralement pas fait dans ce type de dispositif. Nous travaillerons donc, à l'aide des propriétés de la fibre optique, à mettre en place un régime optique impulsionnel, caractérisé par des impulsions de courtes durées, de l'ordre de quelques picosecondes et présentant une très faible gigue temporelle.

Le premier chapitre introduit dans un premier temps la notion d'oscillateur, ses principes généraux, ainsi que les différentes grandeurs essentielles pour caractériser la qualité d'un signal oscillant, comme le bruit de phase et le facteur de qualité. Une brève présentation des applications basées sur les signaux hyper-fréquences est ensuite suivie des techniques de synthèse électronique de ces dernières. Nous dresserons ensuite un état de

l'art des technologies de synthèse actuelles et disponibles dans le commerce. Enfin, nous présentons le principe des oscillateurs optoélectroniques, les différentes architectures ayant été proposées dans la littérature, ainsi qu'un état de l'art récent du domaine.

Le second chapitre présente une modélisation des lasers à semi-conducteurs que nous utiliserons dans nos expériences. Le modèle dynamique que nous utiliserons nous permettra de simuler le comportement de notre laser, de le caractériser et d'introduire des notions importantes comme la modulation directe, les oscillations de relaxation et le couplage phase-amplitude. Ce dernier est une information importante, nécessaire à connaître, en plus des autres caractéristiques du laser, pour le dernier chapitre. Il fera donc l'objet d'une analyse plus poussée et nous présenterons une technique originale permettant de la caractériser avec précision.

Le troisième chapitre se consacre à l'étude des oscillateurs optoélectroniques à modulation directe. Après avoir présenté en détails leur fonctionnement, nous modéliserons leur bruit de phase en fonction des différentes sources de bruit susceptibles de dégrader leur fonctionnement, et ceci dans le cadre de deux architectures différentes, dites : "à boucle unique" et "à double boucle". Nous procéderons ensuite à la mise en œuvre expérimentale des deux architectures et exposerons les résultats obtenus. Entre autres, nous montrerons que l'utilisation de la modulation directe conduit à l'obtention de signaux hyper-fréquence d'une pureté spectrale remarquable, ce qui en fait une alternative viable à la modulation externe.

Finalement, le quatrième et dernier chapitre a pour objectif d'augmenter la versatilité du système en tirant profit du signal optique jusqu'alors utilisé uniquement pour véhiculer un signal sur de longues distances et ainsi implémenter un délai. Après avoir présenté les propriétés linéaires et non-linéaires dans les fibres optiques, nous détaillerons comment celles-ci permettent, conjointement, de compresser des impulsions optiques rapides initialement larges. La mise en place de ce principe dans l'oscillateur optoélectronique étudié permettra de générer un régime optique impulsionnel dont les impulsions courtes présentent une très faible gigue. Nous étudierons également le maintien de la qualité spectrale du signal électrique à l'issue de la modification du dispositif. Finalement nous ferons une présentation non-exhaustive des différentes applications auxquelles peut se prêter un oscillateur optoélectronique à génération d'impulsion.

SYNTHÈSE DE SIGNAUX PÉRIODIQUES SPECTRALEMENT PURS

1.1 Introduction

Ce chapitre présente les concepts nécessaires à la description des oscillateurs opto-électroniques. Nous commençons dans un premier temps par présenter la théorie générale des oscillateurs et les grandeurs caractérisant la pureté spectrale. Nous présentons ensuite les applications utilisant les signaux micro-ondes et leur dépendance à la pureté spectrale de ces signaux. Nous présenterons l'état de l'art de la synthèse électronique de signaux micro-ondes et ses limitations. Finalement nous introduirons le concept d'oscillateur opto-électronique et son intérêt pour dépasser les limites présentées précédemment.

1.2 Les Oscillateurs

Un oscillateur est un système présentant une grandeur oscillante, c'est-à-dire, une évolution périodique stable dans le temps.

Lorsqu'un tel système présente une seule fréquence, dite fondamentale, on parle d'oscillateur harmonique, c'est le cas idéal. D'autres types d'oscillateurs existent, comme les oscillateurs paramétriques ou anharmoniques. Ces derniers présentent des signaux et des comportements plus complexes (dynamiques non-linéaires) et sont en général plus compliqués à modéliser.

Fondamentalement, un oscillateur est une boucle de rétroaction, résonnante à une fréquence caractéristique, qui s'auto-entretient. Le caractère résonnant est produit à l'aide d'un élément filtrant et le maintien du signal à l'aide d'un gain qui permet de compenser les pertes de la boucle (pertes intrinsèques et extraction du signal pour utilisation).

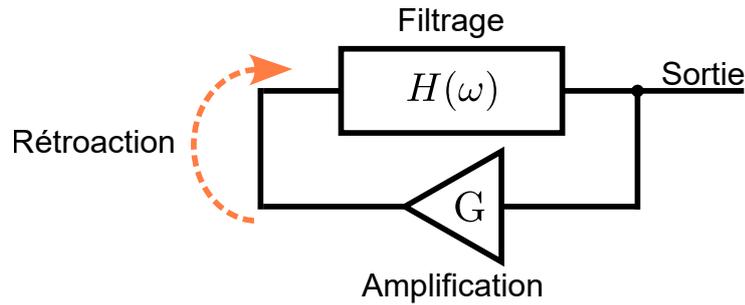


FIGURE 1.1 – Schéma de principe d'un oscillateur

La figure 1.1 présente le principe d'un oscillateur, où le signal interne re-circule en passant par le filtrage et l'amplification à chaque tour de boucle. Notons que plusieurs éléments filtrants et amplificateurs peuvent être présents dans une seule boucle et que leur agencement peut avoir une incidence sur le comportement du système et sur le signal de sortie.

1.2.1 Conditions d'oscillation

Un oscillateur est dit oscillant lorsqu'un régime stationnaire se met en place dans le système, autrement dit, quand le signal d'entrée de la boucle de rétroaction est identique à sa sortie. On peut formaliser cette condition (dite de Barkhausen) comme :

$$G \cdot H(\omega) = 1 \quad (1.1)$$

où G est le gain d'un tour de boucle et $H(\omega)$ la réponse spectrale. L'équation 1.1 étant définie sur les complexes, on peut extraire deux nouvelles expressions, sur le module et sur la phase :

- $|G \cdot H(\omega)| = 1$: l'énergie entrante compense l'énergie sortante, le gain compense les pertes.
- $\arg(G \cdot H(\omega)) = p \cdot 2\pi$, $p \in \mathbb{N}$: La fréquence est résonnante lorsque le déphasage du système est un multiple de 2π . Toute autre fréquence ne produit pas de contre-réaction positive.

L'oscillateur doit démarrer à partir d'un signal d'amorce, par exemple, à partir du bruit généré par les éléments de la boucle. Le signal va ainsi croître à chaque tour de boucle en passant par l'amplificateur. Le signal ne peut être amplifié indéfiniment, en effet, un amplificateur va finir par saturer. C'est à ce point de saturation que l'oscillateur atteint

le régime stationnaire et qu'il devient stable et prêt à l'emploi. La phase de démarrage du système ou l'amplitude est encore dynamique est appelée régime transitoire (voir figure 1.2).

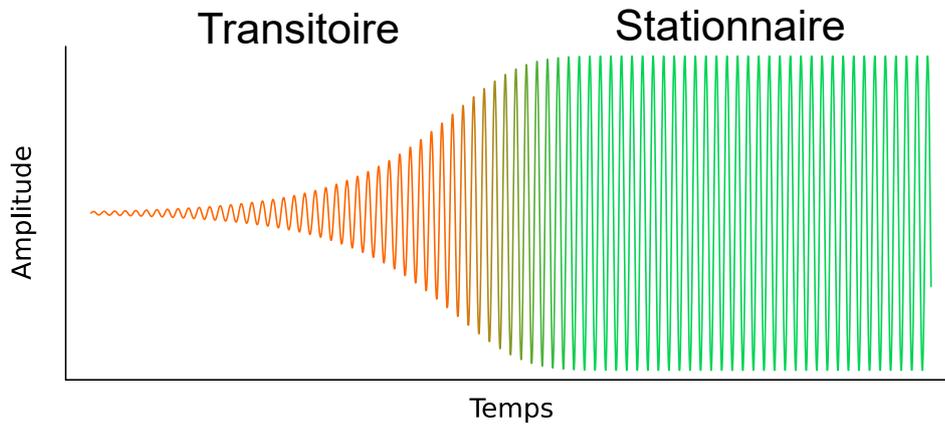


FIGURE 1.2 – Passage du régime transitoire au régime stationnaire

Parallèlement, le signal est filtré à chaque tour, toute fréquence éloignée de la résonance présente un caractère d'interférence destructive et est donc atténuée par le système.

Dans ces conditions, un oscillateur parfait produira un signal sinusoïdal d'amplitude A et de fréquence f_0 tel que :

$$s(t) = A \cdot \cos(2\pi f_0 t) \quad (1.2)$$

Mais dans la pratique, il existe de nombreuses sources de bruit dans le système, de différentes origines, qui peuvent affecter l'amplitude et/ou la phase du signal. La réponse fréquentielle d'un oscillateur parfait, qui est en théorie un pic de Dirac à la fréquence fondamentale, se voit élargie par la présence de bruit (voir figure 1.3).

On peut prendre en compte ces fluctuations dans la formule 1.2 :

$$s(t) = A(1 + \alpha(t)) \cdot \cos(2\pi f_0 t + \phi(t)) \quad (1.3)$$

où $\alpha(t)$ est la fluctuation d'amplitude telle que $\alpha(t) \ll 1$ et $\phi(t)$ est la fluctuation de phase telle que $\phi(t) \ll 2\pi$. Ces deux grandeurs doivent être lentes au regard de la fréquence d'oscillation pour pouvoir être considérées comme des perturbations autour de cette fréquence. On peut illustrer l'impact des fonctions $\alpha(t)$ et $\phi(t)$ respectivement sur les figures 1.4.a et 1.4.b.

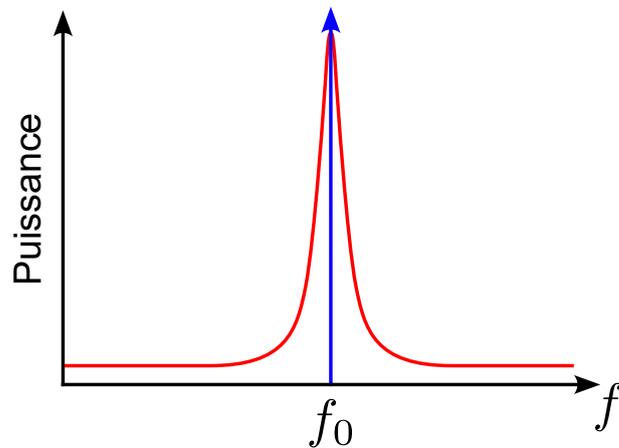


FIGURE 1.3 – Oscillateur parfait (bleu), Oscillateur présentant du bruit (rouge)

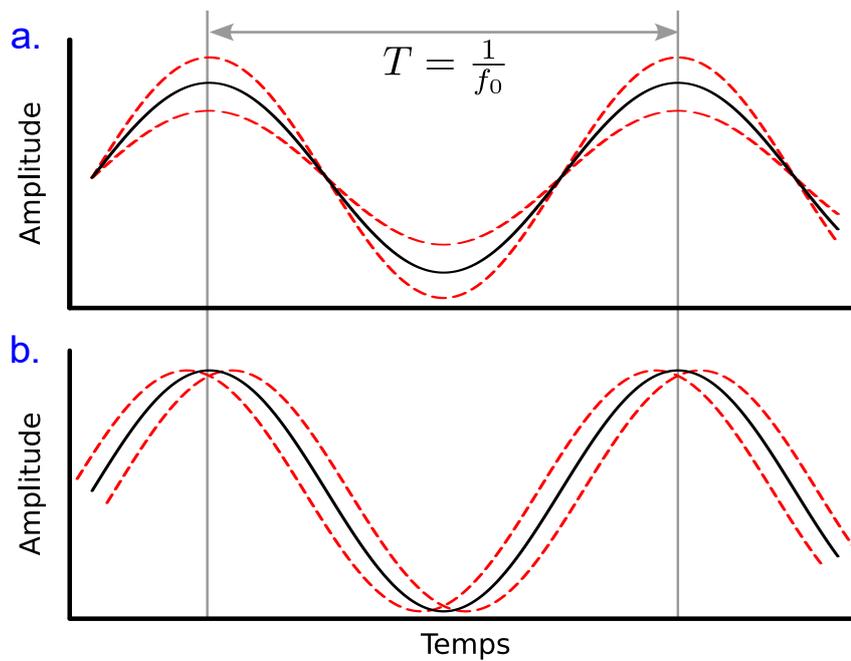


FIGURE 1.4 – a. Fluctuations d'amplitude, b. Fluctuations de phase

Sélectivité spectrale

L'élément filtrant est caractérisé par sa capacité à réduire le bruit autour de la porteuse. On quantifie cet effet de sélectivité spectrale par le facteur de qualité (ou facteur de surtension) Q :

$$Q = 2\pi \frac{\epsilon}{\kappa} \tag{1.4}$$

où ϵ est l'énergie stockée dans le résonateur et κ l'énergie perdue à l'issue d'un tour de cavité. On peut également définir Q à partir des caractéristiques spectrales de la résonance :

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f} \quad (1.5)$$

où f_0 est la fréquence de résonance et Δf est la largeur à mi-hauteur de la résonance. Ce facteur de qualité est d'une importance cruciale pour obtenir des résonances fines spectralement car l'impact du bruit est inversement proportionnel à Q .

Finalement, on peut définir le facteur de qualité à partir de la pente de déphasage du résonateur. Prenons le cas d'un filtre passe-bande (voir figure 1.5) étroit dont la fonction de transfert est :

$$H_f(\omega) = \frac{i\Delta\omega\omega}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\Delta\omega\omega} \quad (1.6)$$

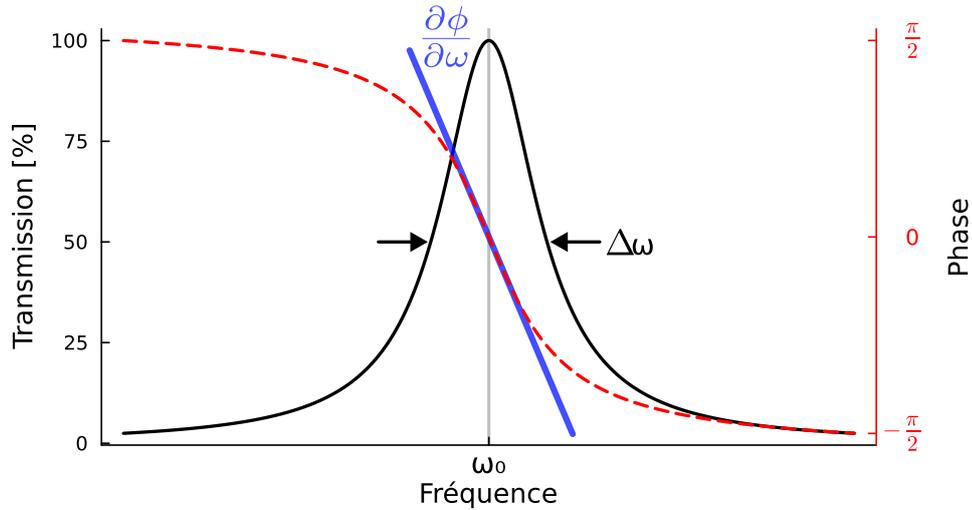


FIGURE 1.5 – Fonction de transfert d'un filtre résonnant passe-bande du premier-ordre : fonction de transmission (noire), déphasage (rouge), pente de phase (bleu).

On peut montrer que :

$$\partial_\omega \phi(\omega)|_{\omega_0} = \frac{2}{\Delta\omega} = \frac{2Q}{\omega_0} \quad (1.7)$$

où $\phi(\omega) = \arg(H_f(\omega))$. Autrement dit, la pente de déphasage autour de la fréquence de résonance (le retard de groupe) est d'autant plus forte que le filtre est fin et sélectif.

1.2.2 Exemple : Oscillateur à Quartz

Le cristal de Quartz (SiO_2) présente un effet piézoélectrique, traduisant l'apparition de déformations mécaniques en réponse à un champ électrique. Ce phénomène est réversible, une déformation mécanique engendre également une perturbation électrique. Lorsque le cristal est judicieusement taillé et poli, il est possible de choisir la fréquence de résonance acoustique du cristal. Un circuit de rétroaction permet de stabiliser la vibration du cristal et d'obtenir une oscillation résonnante dans le domaine électrique.

Ces sources de fréquences sont utilisées comme signal d'horloge dans toute la micro-électronique moderne, des montres à bracelets aux ordinateurs les plus récents.

On est ainsi capable de créer des oscillateurs dont les fréquences sont comprises entre 1 MHz et 200 MHz avec de hauts facteurs de qualité typiquement de l'ordre de 10^4 [5]. Les oscillateurs se basant sur les résonances mécaniques des cristaux sont dénommés oscillateurs à cristaux ou encore **XO** (Crystal Oscillator). Il est possible d'augmenter drastiquement leur stabilité en fréquence en les plongeant dans un bain thermique ultra-stable (un four). On parle alors d'**OCXO** (Oven Controlled Crystal Oscillator).

1.2.3 Oscillateurs à retards

Un signal, de quelque nature qu'il soit, parcourt le circuit de l'oscillateur à une certaine vitesse. Il y a donc nécessairement un retard pur τ associé à la longueur de boucle du système.

On peut exprimer la fonction de transfert de ce retard comme $H_d(\omega) = e^{i\omega\tau}$, et comme précédemment, définir un facteur de qualité équivalent Q_d à partir du retard de groupe :

$$\partial_\omega \arg H_d(\omega)|_{\omega_0} = \frac{2Q_d}{\omega_0} = \tau \quad (1.8)$$

Ce facteur de qualité équivalent est proportionnel au retard et à la fréquence d'oscillation.

$$Q_d = \frac{\omega_0\tau}{2} = \pi f_0\tau \quad (1.9)$$

Cette expression montre que la sélectivité spectrale ($\Delta\omega_d = \omega_0/Q_d$) est indépendante de la fréquence centrale du filtre mais qu'elle augmente avec le délai produit par la longueur

de boucle. Il paraît donc naturel de vouloir augmenter ce délai au maximum afin d'isoler le plus possible le bruit autour d'un signal à la fréquence ω_0 .

La fonction de transfert en boucle ouverte d'un système composé d'un filtre et d'une ligne à retard s'écrit :

$$H(\omega) = H_f(\omega)H_d(\omega) \quad (1.10)$$

Le facteur de qualité total peut, lui, s'exprimer en fonction des deux facteurs de qualité respectifs. En effet, on a :

$$\frac{2Q_{total}}{\omega_0} = \partial_\omega \arg H(\omega)|_{\omega_0} = \partial_\omega \arg H_f(\omega)|_{\omega_0} + \partial_\omega \arg H_d(\omega)|_{\omega_0} \quad (1.11)$$

$$Q_{total} = Q_f + \pi f_0 \tau, \quad (1.12)$$

ce qui revient à dire que le facteur de qualité total est la somme des facteurs de qualité. Selon la valeur du retard ou le filtre utilisé, on pourra négliger l'influence de l'un ou l'autre. D'autre part, le déphasage total d'un tour de boucle, c'est-à-dire le déphasage cumulé du filtre et de la ligne à retard, peut s'écrire :

$$\phi(\omega) = \tan^{-1} \left(\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega \Delta\omega} \right) + \omega\tau \quad (1.13)$$

Pour une fréquence proche de la résonance ($\omega \approx \omega_0$), on trouve l'approximation suivante :

$$\phi(\omega) = \omega \left(\frac{2}{\Delta\omega} + \tau \right) = p \cdot 2\pi \quad (1.14)$$

Cette formulation est équivalente à l'équation 1.12. On remarque que si le délai est supérieur au temps caractéristique du résonateur ($\tau \gg \frac{1}{\Delta\omega}$), la condition de Barkhausen sur la phase n'est plus dictée que par la ligne à retard. La condition d'oscillation sur l'amplitude, en revanche, reste inchangée et ne dépend que du résonateur.

$$\begin{aligned} \omega_n &= p \cdot \frac{2\pi}{\tau} \\ |G \cdot H(\omega)| &= 1 \end{aligned}$$

On se retrouve donc dans un cas où la condition d'oscillation sur la phase permet l'oscillation de différentes fréquences, multiples d'une fréquence fondamentale qui est fixée par le délai seul. On appelle cette fréquence l'intervalle spectral libre ($ISL = \frac{1}{\tau}$), elle

désigne la fréquence séparant les modes d'oscillations du système.

Le filtre conditionne les fréquences qui peuvent osciller, c'est-à-dire celles qui n'observent pas de variation d'amplitude à l'issue d'un tour.

Notons finalement que Q_{total} est un facteur de qualité équivalent, utile pour quantifier les performances intrinsèques du système comme nous le verrons plus loin. Le facteur de qualité réel Q_{oeo} dépend du facteur de qualité équivalent ainsi que des pertes intra-boucle et du couplage du système avec l'extérieur et se mesure expérimentalement la plupart du temps. Le facteur de qualité du signal en sortie de système s'écrit alors [4, 6] :

$$Q_{oeo} = Q_{total} \cdot \frac{\tau}{\delta} \quad (1.15)$$

où δ est le rapport signal à densité spectrale de bruit (exprimé en Hz^{-1}). Dans la suite de ce travail, c'est au facteur de qualité équivalent de la ligne à retard qu'on se référera et non au facteur de qualité réel du signal produit par le système.

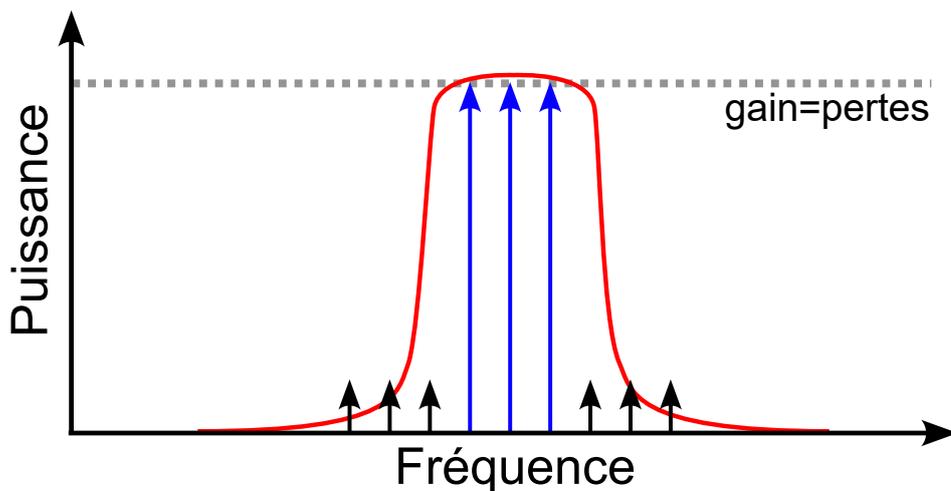


FIGURE 1.6 – Oscillateur à retard : modes non-oscillants (noir), modes oscillants (bleu), fonction de filtrage (rouge)

Comme illustré sur la figure 1.6, les modes de boucle (séparés par l'ISL) n'oscillent que si le gain est supérieur ou égal aux pertes. Les autres modes sont dits non-oscillants mais peuvent être observés avec une intensité très basse, traduisant la présence du bruit dans le système.

Notons que la fréquence fondamentale de la boucle est en pratique très petite par rapport à la fréquence de résonance du filtre. C'est donc une harmonique de boucle d'ordre p élevée qui oscille dans la bande du filtre :

$$p = \frac{f_0}{ISL} = f_0\tau = \frac{1}{\pi}Q \quad (1.16)$$

Cet ordre d'oscillation est directement proportionnel au facteur de qualité du système.

Par exemple, pour un oscillateur dont le filtre est centré autour de 10 GHz et dont le retard est de 10 μs , la fréquence d'oscillation sera le 100000-ième mode de boucle.

On voit apparaître un compromis entre le retard, le gain et la largeur du filtre. En effet, l'excès de gain dans le système permet l'oscillation de plusieurs modes. De même, si l'intervalle spectral libre est trop petit au regard de la largeur du filtre, plus de modes sont susceptibles d'osciller dans la zone de neutralité gain/pertes. À l'inverse, si le retard est trop court, il risque de ne pas y avoir de modes pouvant osciller dans la bande du filtre.

Afin d'avoir un oscillateur monomode qui optimise le facteur de qualité, il faut donc choisir un gain qui n'excède pas ou très peu la condition de Barkhausen et un retard le plus long possible sans qu'il n'y ait trop de modes présents dans la bande de filtrage. Cependant, les performances des oscillateurs électroniques micro-ondes sont précisément limitées par ce dernier point. Il est en effet difficile de produire de long délai à partir de guides d'onde ou de câbles coaxiaux, car ils présentent des pertes de propagation conséquentes (≈ 1 dB/m). Cela implique de compenser ces pertes par amplification en rajoutant du bruit au système. Par exemple, pour avoir 10 modes dans la bande d'un filtre de largeur 10 MHz, il faudrait environ 200 m de guidage électrique, soit 200 dB de pertes. C'est dans ce contexte que l'optique peut jouer un rôle et ouvrir la perspective de résonateurs hyperfréquences à haut facteur de qualité. En effet, le guidage par fibre optique est le moyen de transport de l'information présentant le moins de pertes (≈ 0.2 dB/km) ce qui permet la mise en place de lignes à retard kilométriques et des facteurs de qualité de l'ordre de 10^6 . La première hybridation de l'optique comme ligne à retard dans un oscillateur électronique hyper-fréquence a eu lieu dans les années 1990[4], marquant l'invention des Oscillateurs Opto-électroniques (OEOs). Nous présenterons ces dispositifs plus en détail dans la section 1.5.

1.2.4 Bruit de phase et grandeurs caractéristiques

Densité spectrale de bruit

Dans la pratique, on caractérise le bruit d'un signal à partir de sa densité spectrale de bruit (DSP). Elle permet de mesurer les composantes spectrales de puissance d'un signal. Ainsi on notera S_x la DSP d'un signal x [7]. On peut définir la DSP S_x telle que :

$$S_x(f) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \left\langle \left| \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} x(t) e^{-2i\pi f t} dt \right|^2 \right\rangle \quad (1.17)$$

où la notation $\langle x \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^N x_n$ désigne la moyenne d'ensemble, et N le nombre de réalisations.

La puissance de bruit à la fréquence f contenue dans une bande df correspond à la variance du bruit du signal x à la fréquence f . On peut également définir la DSP à partir de la transformée de Fourier de l'auto-corrélation du signal grâce au théorème de Wiener-Khintchine.

$$S_x(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{xx}(\tau) e^{-2i\pi f \tau} d\tau \quad (1.18)$$

L'auto-corrélation R_{xx} d'un signal x est définie comme :

$$R_{xx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} x(t)^* x(t - \tau) d\tau \quad (1.19)$$

où $x(t)^*$ est le complexe conjugué de $x(t)$.

Dans la pratique, nous travaillons avec des signaux de durée finie, on considérera par la suite que la DSP est définie pour des bandes de fréquence de 1 Hz.

L'unité de la DSP $S_x(f)$ est en $[x]^2/\text{Hz}$, il est aussi très courant de l'exprimer en échelle logarithmique : $\text{dB}[x]^2/\text{Hz}$. Par exemple, s'il on mesure le bruit de tension aux bornes d'une résistance, l'unité de la DSP sera en V^2/Hz ou dBV^2/Hz .

Densité spectrale de bruit de phase

La densité spectrale de bruit de phase ou plus communément appelée, par abus de langage, bruit de phase, se mesure naturellement en rad^2/Hz ou dBrad^2/Hz . Cependant, comme l'essentiel du bruit d'un oscillateur est dû au bruit de phase, on l'a historiquement estimée en mesurant directement la densité spectrale du bruit total d'un signal. L'ancienne définition, notée $L_\varphi(f)$, est telle que :

$$L_\varphi(f) = \frac{\text{Puissance de bruit d'une bande de 1 Hertz à la fréquence } f_0 + f}{\text{Puissance de la porteuse}} \quad (1.20)$$

On utilise en conséquence une autre unité : le dBc/Hz où l'indice c désigne la porteuse (carrier).

L'estimation de la DSP du bruit de phase à partir de la DSP du bruit total est imprécise même lorsque le bruit d'amplitude est négligeable. En effet, cette méthode n'est précise que pour des fluctuations de phase faibles (0.1 rad^2) et diverge pour des fluctuations plus fortes.

Des méthodes de mesures (que nous détaillerons plus loin) existent pour mesurer directement la DSP du bruit de phase $S_\varphi(f)$ de manière non-ambigüe.

L'IEEE¹ a redéfini[8] la densité spectrale de bruit de phase mono-bande-latérale (single-side band) en 1988 comme :

$$L_\varphi(f) = \frac{S_\varphi(f)}{2} \quad (1.21)$$

Notons que, s'il est d'usage d'utiliser la notation $L_\varphi(f)$ expérimentalement, les démonstrations mathématiques et les modèles impliquant le bruit de phase supposent l'utilisation de la notation $S_\varphi(f)$. Il est donc important de ne pas se tromper d'un facteur 2.

Gigue de phase et gigue temporelle

Dans le domaine temporel, on peut représenter les fluctuations de phase par leur variance (notée $Var(\varphi(t))$) et écart-type (noté σ_φ). On peut relier ces grandeurs au bruit de phase :

$$Var(\varphi(t)) = \int_{\frac{1}{T}}^{f_H} S_\varphi(f) df = 2 \int_{\frac{1}{T}}^{f_H} L_\varphi(f) df \quad (1.22)$$

où T est le temps de mesure et f_H la fréquence mesurée la plus éloignée de la porteuse.

S'en suit l'expression de l'écart-type des fluctuations de phase :

$$\sigma_\varphi = \sqrt{2 \int_{\frac{1}{T}}^{f_H} L_\varphi(f) df} \quad (1.23)$$

1. IEEE : Institute of Electrical and Electronics Engineers

À une fréquence donnée, une fluctuation de phase est équivalente à une fluctuation de période δT .

$$\delta\phi(t) = 2\pi f_0 \delta T$$

$$\sigma_\tau = \frac{1}{2\pi f_0} \sqrt{2 \int_{\frac{1}{T}}^{f_H} L_\varphi(f) df} \quad (1.24)$$

Cette grandeur, appelée gigue temporelle (jitter) correspond à l'écart-type d'une fluctuation de période pour un signal sinusoïdale (comme illustré sur la figure 1.7) et d'une fluctuation de la période de répétition d'un signal impulsionnel. Elle est un indicateur, au même titre que le bruit de phase, de la pureté spectrale d'un signal.

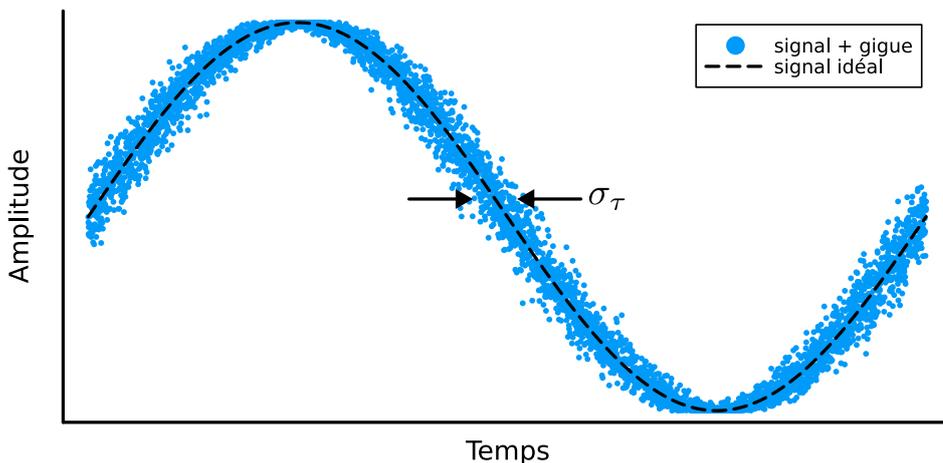


FIGURE 1.7 – Représentation de la gigue temporelle

Finalement, la gigue peut être mesurée directement à l'aide d'un oscilloscope lorsque celui-ci possède une bande passante suffisante ou bien en utilisant l'équation 1.24 après mesure du bruit de phase.

1.2.5 Modélisation du bruit dans les oscillateurs

Dans la pratique, on s'intéresse surtout au bruit de phase des oscillateurs, car le bruit d'amplitude est naturellement atténué par le système [9]. En effet, en régime stationnaire, la saturation va rejeter une perturbation qui augmente l'amplitude et à l'inverse le gain va compenser une perturbation qui réduit l'amplitude. Par ailleurs, il n'existe pas de

tel phénomène pour stabiliser la phase, comme nous le verrons plus loin, un oscillateur dégrade naturellement celle-ci.

Fonction de transfert

Afin de traiter l'impact du bruit sur le signal de sortie du système, il faut identifier comment celui-ci est impacté par sa recirculation dans la boucle. Pour cela, on s'intéresse à la relation entre le bruit mesuré en sortie de système par rapport au bruit injecté. Cela revient à calculer la fonction de transfert du système suivant :

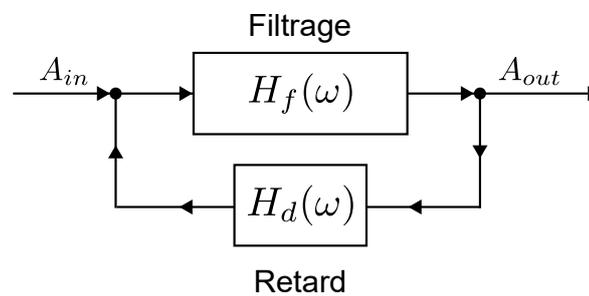


FIGURE 1.8 – Schéma-bloc de l'oscillateur pour le bruit.

On note $H_f(\omega)$ et $H_d(\omega)$ les fonctions de transfert respectives du filtre et de la ligne à retard. La fonction de transfert de ce système s'écrit :

$$H(\omega) = \frac{A_{out}}{A_{in}} = \frac{H_f(\omega)}{1 - H_d(\omega)H_f(\omega)} \quad (1.25)$$

On retrouve dans le dénominateur l'expression de la condition de Barkhausen. La fonction de transfert diverge aux fréquences de résonances, qu'on appelle pôles du système.

On peut montrer que dans l'approximation des petites fluctuations de phase, on peut utiliser cette fonction de transfert directement sur le bruit de phase. On peut ainsi calculer le bruit de phase en sortie à partir du bruit de phase en entrée.

$$S_{\varphi}^{out}(\omega) = \left| \frac{H_f(\omega)}{1 - H_d(\omega)H_f(\omega)} \right|^2 \cdot S_{\varphi}^{in}(\omega) \quad (1.26)$$

Il est important de préciser que l'expression de la fonction de transfert dépend de l'ordre et du nombre des éléments présents dans la boucle ainsi que de la localisation de la source de bruit et de la sortie.

On peut simplifier l'expression 1.26 si on suppose que la fréquence de résonance de l'os-

cillateur est très proche de la fréquence centrale du filtre. On peut en effet considérer que $H_f(\omega \approx \omega_0) = 1$. Ce qui revient à ne considérer que le retard :

$$S_\varphi^{out}(\omega) = \left| \frac{1}{1 - H_d(\omega)} \right|^2 \cdot S_\varphi^{in}(\omega) \quad (1.27)$$

Ce qui peut s'exprimer comme :

$$S_\varphi^{out}(\omega) = \frac{1}{4 \sin^2\left(\frac{\omega\tau}{2}\right)} \cdot S_\varphi^{in}(\omega) \quad (1.28)$$

Pour une fréquence f , proche d'une résonance ω_n telle que $\omega = \omega_n + 2\pi f$ et $\omega_n\tau = p \cdot 2\pi$, l'expression est invariante, on a alors :

$$S_\varphi^{out}(f) = \frac{1}{4 \sin^2(\pi f\tau)} \cdot S_\varphi^{in}(f) \quad (1.29)$$

On représente l'expression de la fonction de transfert de bruit de phase (équation 1.29) dans la figure 1.9.

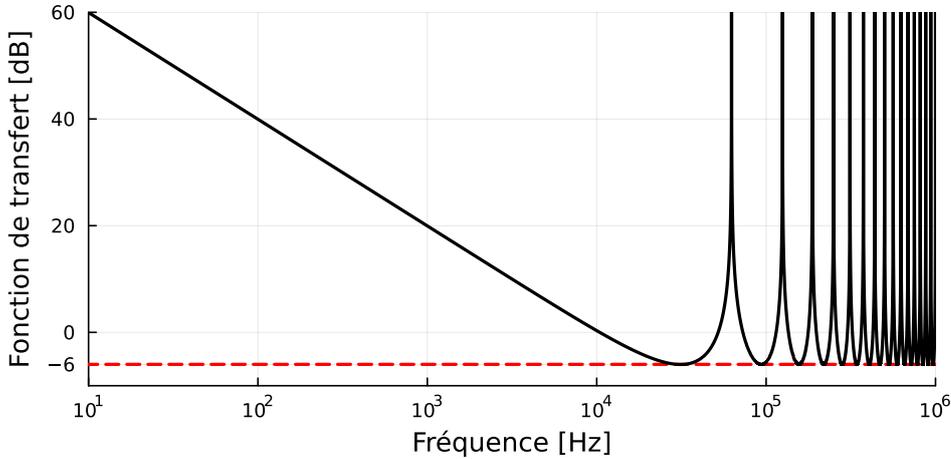


FIGURE 1.9 – Fonction de transfert du bruit de phase (pour un retard de 16 μ s).

On observe que proche de la fréquence porteuse, la fonction de transfert décroît avec une pente de -20dB par décade jusqu'à atteindre un minimum à -6 dB (ici à 10⁴ Hz) avant de remonter. Ce schéma se répète ensuite périodiquement, chaque pic étant une résonance de la boucle. On comprend alors que le bruit de phase de la porteuse est dégradé aux basses fréquences et atténué sur une bande présente entre chaque résonance. On appelle

ce phénomène l'effet "Leeson", nous le détaillerons dans la section suivante.

Notons que la formule 1.29 autorise toute résonance à osciller et que nous ne considérons pas de saturation de gain. Cela implique que la réponse fréquentielle diverge aux fréquences de résonances, ce qui n'est évidemment pas le cas en réalité. De plus, nous utilisons le filtre pour restreindre le nombre de résonances pouvant osciller dans la boucle, on devrait donc observer (voir figure 1.10) un filtrage (une atténuation) du bruit de phase des modes "parasites" autour de notre porteuse. En effet, en utilisant la formule 1.26, on trouve la courbe bleue.

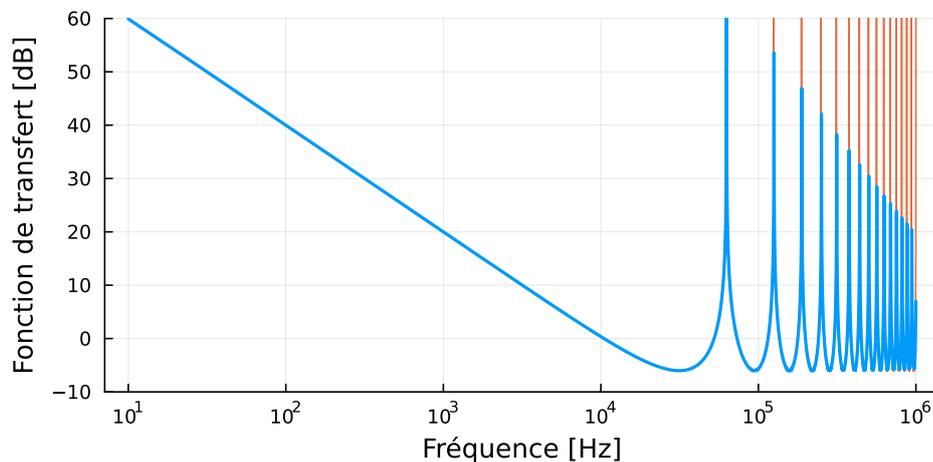


FIGURE 1.10 – Fonction de transfert du bruit de phase : approximation (orange), avec filtrage (bleu).

C'est la limite de l'approximation proposée, qui ne traduit pas le caractère non-oscillants des autres modes ni l'amplitude finie des modes de boucle.

Effet Leeson

L'effet Leeson [10] désigne la propriété intrinsèque des oscillateurs à dégrader le bruit de phase du signal aux basses fréquences (proches de la porteuse). On peut démontrer cet effet de manière heuristique [7] en considérant la pente de phase de la fonction de transfert autour de la résonance.

On voit qu'au premier ordre, il existe une relation entre la phase et la fréquence dans

la bande du filtre, contrairement aux fréquences hors de cette bande.

$$\begin{cases} \frac{\partial\phi(\omega)}{\partial\omega} \approx \frac{2Q}{\omega_0} \text{ si } |\omega| < \frac{\Delta\omega}{2} \\ \frac{\partial\phi(\omega)}{\partial\omega} \approx 0 \text{ si } |\omega| > \frac{\Delta\omega}{2} \end{cases} \quad (1.30)$$

Soit ψ une perturbation de phase. Si cette perturbation est rapide, c'est-à-dire plus rapide que le temps caractéristique du système ($\frac{2\pi}{\Delta\omega}$), il n'y a pas de relation entre la phase et la fréquence. La fréquence de l'oscillateur ne subit pas de fluctuations, et celles-ci ne recirculent pas dans le système. Le bruit observé en sortie est alors le bruit de phase de la source.

$$S_{\phi}^{HF}(f) = S_{\psi}^{HF}(f) \quad (1.31)$$

En revanche, pour des perturbations lentes, c'est-à-dire pour des fréquences proches de la porteuse, l'oscillateur se comporte de manière quasi-statique et voit sa fréquence de résonance varier pour respecter le critère de Barkhausen sur la phase :

$$\frac{\psi}{2Q} = \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \quad (1.32)$$

On peut considérer, par analogie, qu'une fluctuation de phase lente est équivalente à une variation de la longueur de cavité. La phase instantanée du signal intègre ces fluctuations de fréquence provoquées par les fluctuations de phase :

$$\phi(t) = 2\pi \int \Delta\nu(t) dt \quad (1.33)$$

On peut obtenir l'expression du bruit de phase en sortie en fonction de la fréquence et de la source de bruit de phase lent :

$$S_{\phi}^{BF}(f) = \frac{1}{f^2} \left(\frac{f_0}{2Q} \right)^2 S_{\psi}^{BF}(f) = \left(\frac{f_L}{f} \right)^2 S_{\psi}^{BF}(f) \quad (1.34)$$

où $f_L = \frac{f_0}{2Q} = \frac{1}{2\pi\tau}$ est la fréquence de Leeson, qui marque la séparation entre l'intégration du bruit de phase en fluctuations de fréquence, et la transparence du système aux bruits de phase plus rapides (voir figure 1.11).

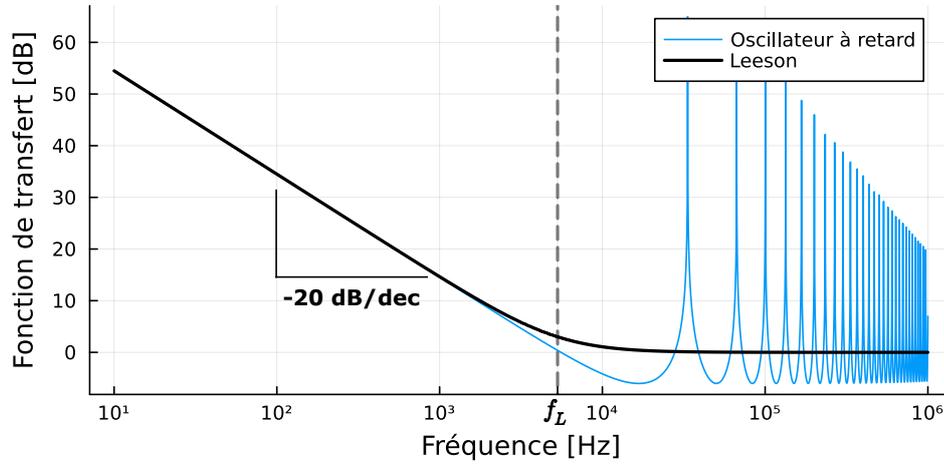


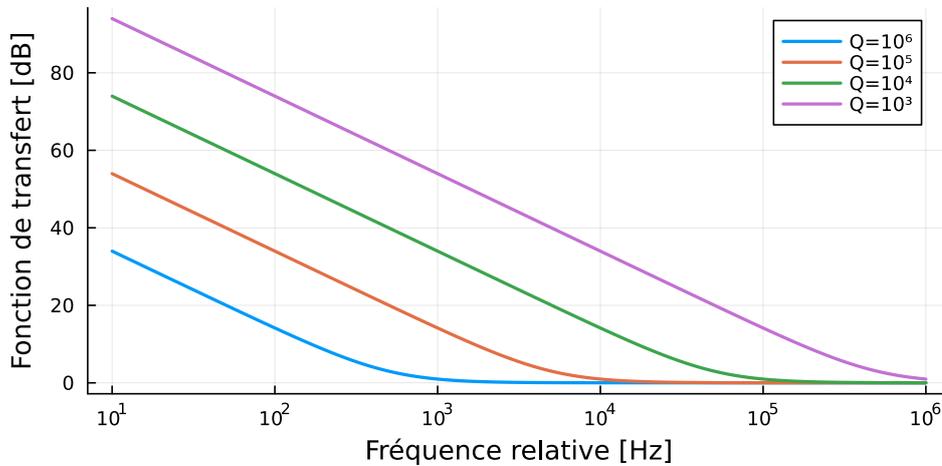
FIGURE 1.11 – Effet Leeson

Finalement en combinant les comportements lents et rapides, on obtient la fonction de transfert du bruit de phase de l'oscillateur :

$$S_{\phi}^{out}(f) = \left(1 + \frac{f_L^2}{f^2}\right) S_{\phi}^{in}(f) \quad (1.35)$$

L'effet Leeson décrit la manière dont un oscillateur intègre des fluctuations de phase en fluctuations de fréquence. Ceci a pour conséquence la multiplication du bruit de phase par un terme de puissance en $\frac{1}{f^2}$. Nous verrons dans le chapitre 2 que cela a une incidence sur la forme du bruit de phase et que la pente du bruit mesuré peut nous renseigner sur son origine. D'autre part, plus le facteur de qualité est élevé, plus la réponse du système aux perturbations est lente, plus cette intégration s'arrête proche de la porteuse. Autrement dit, plus le facteur de qualité est élevé, moins le bruit de phase du système est dégradé aux basses fréquences (voir figure 1.12).

Ce modèle considère un système à résonance unique et ne permet pas de reproduire la multitude de modes (non-oscillants ou oscillants) présents dans un oscillateur à retard. De plus, ce modèle ne décrit pas la capacité d'un résonateur à filtrer le bruit de phase entre deux modes de résonance. Pour la suite, nous fonderons nos modélisations de bruit à partir de la fonction de transfert générale 1.26.

FIGURE 1.12 – Effet Leeson autour d'une porteuse à 1 GHz pour différentes valeurs de Q .

1.3 Applications

Les oscillateurs sont centraux dans les applications de télécommunications et de mesures. Ils servent de références pour porter une information qui sera démodulée par la suite. Le bruit de phase de ces oscillateurs définit la limite ultime de performance des systèmes de télécommunications modernes, de la détection RADAR et de la synchronisation d'horloges [11]. Le développement d'oscillateurs de référence présentant les meilleurs bruits de phase, et notamment dans le domaine de l'hyperfréquence, est donc un enjeu crucial pour améliorer les performances des applications.

1.3.1 Télédétection RADAR

La télédétection **RADAR** (Radio Detection And Ranging) permet la mesure de distance et de vitesse entre un émetteur fixe et une cible en mouvement. Un signal électromagnétique émis par la source va se propager dans l'atmosphère puis être plus ou moins réfléchi par une source en mouvement. L'intensité réfléchie est déterminée par l'albédo de la cible. En mesurant le temps entre l'émission et la détection du premier écho et connaissant la vitesse de propagation de l'onde dans le milieu, on peut remonter à la distance de la cible. La mesure de la vitesse est basée sur l'effet Doppler. Un signal réfléchi par un objet en mouvement (par rapport à l'observateur) verra sa fréquence se décaler

proportionnellement à cette vitesse :

$$\Delta f = 2f_0 \frac{v}{c} \quad (1.36)$$

où v est la vitesse de la cible, f_0 la fréquence du signal émis et c la célérité de la lumière dans le vide (l'atmosphère).

En démodulant le signal en faisant interférer l'oscillateur local à f_0 avec le signal détecté à $f_0 + \Delta f$ (voir figure 1.13.a), on est capable de mesurer le décalage Doppler Δf . Mais dans la pratique, le signal détecté est faible et peut se confondre dans le bruit du signal de référence (figure 1.13.b). On cherche donc à diminuer ce bruit pour augmenter le pouvoir de résolution de la démodulation.

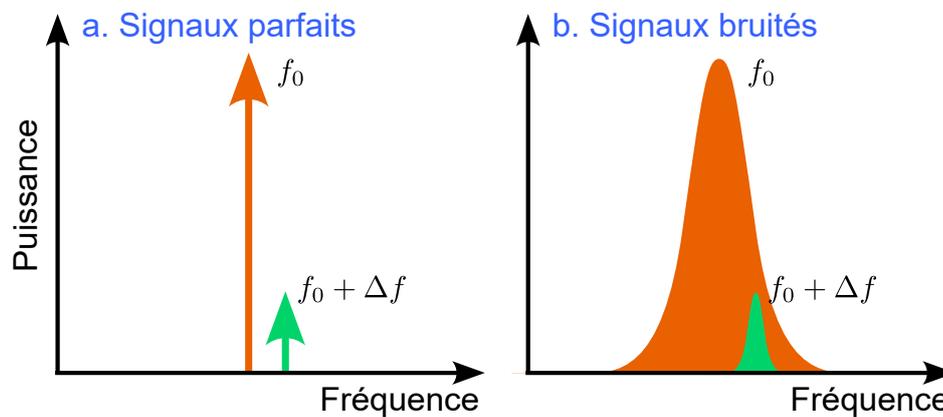


FIGURE 1.13 – Démodulation Doppler : a. signaux parfaits, b. signaux bruités.

Par exemple, en utilisant un RADAR émettant une porteuse en bande X (typiquement 10 GHz, voir annexe A), on détectera un décalage Doppler d'environ 18 kHz pour un avion de ligne se déplaçant à 1000 km/h (Boeing 747). Le décalage sera d'environ 3 kHz pour un drone se déplaçant à 150 km/h et de 40 kHz pour les avions les plus rapides comme le Concorde (2180 km/h). Il est donc crucial d'optimiser le bruit de phase autour d'une porteuse de référence, de 1 kHz à 100 kHz. Dans la suite de ces travaux, nous jugerons de la qualité spectrale en nous référant au bruit de phase à 10 kHz de la porteuse.

1.3.2 Télécommunications cohérentes

Les technologies récentes de télécommunications s'appuient sur la modulation vectorielle, c'est-à-dire, l'encodage de l'information à la fois sur l'amplitude et la phase d'un

signal. Ainsi, en discrétisant des niveaux d’amplitudes et de phase, on est capable de créer des constellations de “symboles” orthogonaux entre eux. Le débit de données pouvant être transmis est alors proportionnel au nombre de symboles par constellation. On parle de **n-QAM** (Quadrature Amplitude Modulation), où n est le nombre de symboles. La distinction des symboles nécessite une détection cohérente et donc une excellente synchronisation du signal transmis et de l’oscillateur local.

La présence de bruit de phase aura un impact sur la séparabilité des symboles et donc sur le taux d’erreur binaire (**BER** : Bit Error Rate) à la détection [12, 13]. Cet effet est d’autant plus grand que la constellation est dense (128-QAM, 256-QAM, 512-QAM) et que la fréquence est élevée.

1.4 Synthèse électronique de fréquences

On désigne par synthétiseur de fréquence un instrument capable de fournir un signal dont la fréquence et l’amplitude peuvent être choisies (dans une certaine gamme) par l’utilisateur. L’instrument doit présenter des caractéristiques spectrales suffisantes pour les applications de l’utilisateur et peut aussi proposer d’autres fonctionnalités comme la modulation de fréquence, de phase et d’amplitude. Alors que les oscillateurs stables et purs spectralement sont intrinsèquement très peu, voire pas accordables, les oscillateurs accordables sur plusieurs octaves présentent de pauvres caractéristiques spectrales.

Afin d’atteindre des fréquences bien supérieures à celles des oscillateurs à Quartz (les plus répandus), il est possible d’utiliser la multiplication de fréquence.

1.4.1 Multiplication de fréquence

La multiplication de fréquence consiste à multiplier la fréquence d’un signal par un entier n ou une fraction entière $\frac{n}{m}$. Cette opération a pour effet de multiplier la phase du signal et donc de multiplier le bruit de phase également. On peut en effet considérer que cette opération revient (dans le cas idéal) à multiplier le signal par lui-même n ou $\frac{n}{m}$ fois.

Soit $s^{(f_0)}(t) = A_0 e^{2i\pi f_0 t + i\phi(t)}$, alors le signal multiplié par n s’écrit :

$$s^{(n \cdot f_0)}(t) = \left(A_0 e^{2i\pi f_0 t + i\phi(t)} \right)^n = B_0 e^{2i\pi n \cdot f_0 t + i n \cdot \phi(t)} \quad (1.37)$$

On remarque bien que le terme de fréquence est multiplié ainsi que le terme de phase. On peut exprimer la densité spectrale de bruit de phase :

$$S_{\phi}^{(n \cdot f_0)}(f) = n^2 \cdot S_{\phi}^{(f_0)}(f) \quad (1.38)$$

Le bruit de phase est lui aussi multiplié, par le carré du facteur multiplicatif. Cela revient, en échelle logarithmique, à dégrader le bruit de $20 \log(n)$.

$$S_{\phi}^{(n \cdot f_0)}(f)_{dB} = 20 \log(n) + S_{\phi}^{(f_0)}(f)_{dB} \quad (1.39)$$

En revanche, la gigue temporelle n'est pas affectée. Par exemple, pour générer un signal à 10 GHz à partir d'un oscillateur à 10 MHz, il faut multiplier ce premier par 1000. On doit donc observer une augmentation du bruit de 60 dB (figure 1.14).

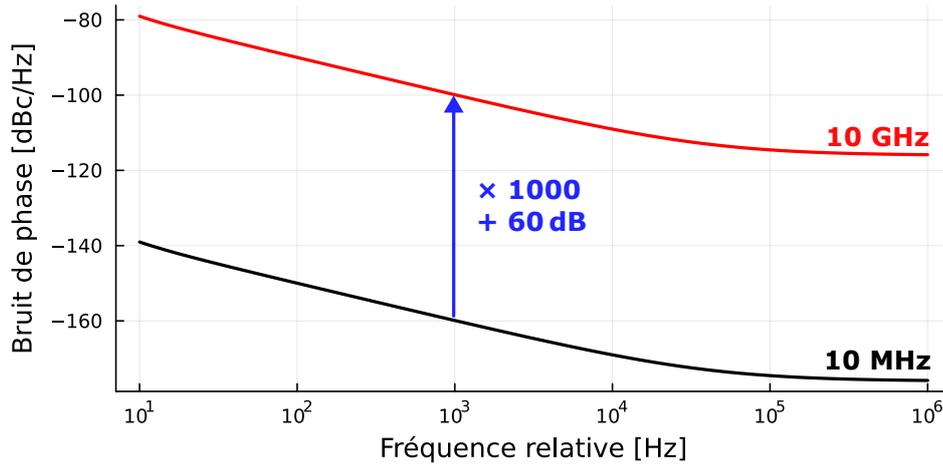


FIGURE 1.14 – Dégradation du bruit par la multiplication de fréquence.

Bien qu'il existe des composants permettant la multiplication de signaux, ceux-ci sont sources de bruit supplémentaire et déforment le signal. La solution qui a été adoptée historiquement et avant le développement de ces composants est le transfert de stabilité d'un oscillateur à un autre.

1.4.2 Transfert de stabilité

Le transfert de stabilité consiste à verrouiller la phase d'un oscillateur dit "esclave" sur la phase d'un oscillateur dit "maître" présentant les meilleures caractéristiques spec-

trales possible, c'est-à-dire une grande stabilité en fréquence et un bruit de phase très bas.

Ainsi, en transférant la stabilité d'un oscillateur à Quartz vers un oscillateur accordable en fréquence, on est capable de créer un synthétiseur de fréquence.

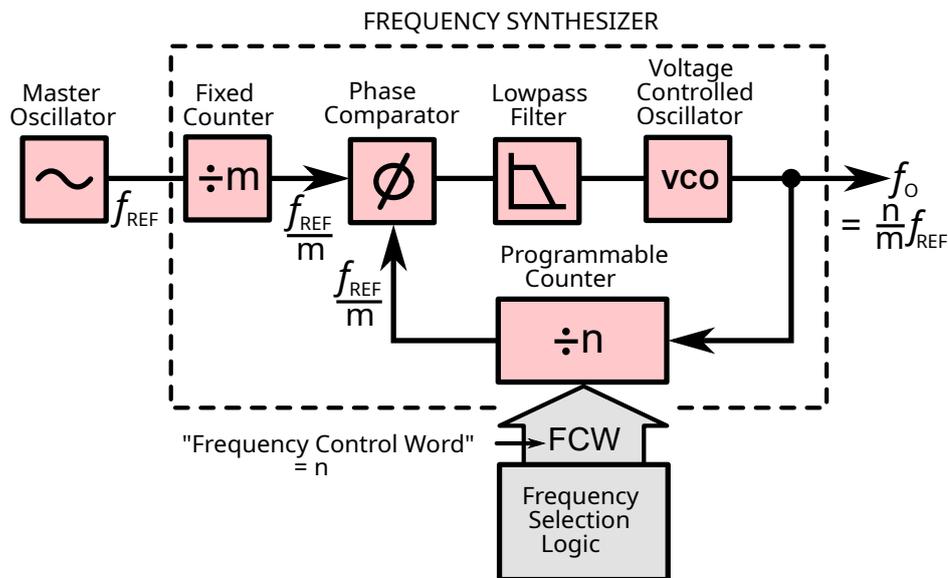


FIGURE 1.15 – Boucle à verrouillage de phase - Wikipédia (CC0 1.0). Master oscillator : oscillateur de référence, Fixed counter : diviseur de fréquence fixe, Phase Comparator : comparateur de phase, Lowpass Filter : filtre pass-bas, Voltage Controlled Oscillator : Oscillateur piloté en tension, Programmable counter : diviseur de fréquence programmable, Frequency control word : pilotage de la division programmable.

Une boucle de verrouillage de phase, aussi appelée PLL (Phase-Locked Loop), est une boucle à rétroaction où la comparaison entre la phase de sortie du système et la phase de la référence produit un signal d'erreur proportionnel à la différence de ces phases. Ce signal d'erreur est filtré et ensuite utilisé pour piloter en tension l'oscillateur accordable. Ce type d'oscillateur est aussi appelé VCO (Voltage Controlled Oscillator). En réalité, on compare la phase de l'oscillateur de référence avec la phase du signal de sortie préalablement divisé par n , le facteur multiplication permettant à l'utilisateur de choisir la fréquence de sortie du système. Ainsi, si la fréquence du VCO varie, le signal d'erreur augmente et une correction lui est appliquée pour compenser cet écart en fréquence. On dit que le VCO est verrouillé en phase sur l'oscillateur de référence.

Le signal verrouillé à la fréquence $\frac{f_0}{n}$ est idéalement limité par le bruit de phase de la référence. Mais le signal à f_0 se comportera comme s'il était issu d'une multiplication de fréquence et observera donc une dégradation de bruit de phase de $20 \log(n)$.

Dans la pratique, on retrouve des schémas de PLL plus complexes (voir figure 1.15) où des diviseurs de fréquence supplémentaires sont présents afin d'autoriser des fréquences de sortie proportionnelles à des fractions entières de la fréquence de référence. La division de fréquence, la comparaison des fréquences et le pilotage du VCO se font de manière numérique. Des acteurs industriels proposent des architectures PLL prêtes à l'emploi comme **Analog Devices**[14], qui sont ensuite utilisées par les constructeurs de synthétiseurs de fréquence comme **Rohde & Schwarz**[15].

1.4.3 État de l'art de la synthèse de fréquence

Outre les sources de bruit pouvant provenir de l'électronique de la boucle à verrouillage de phase, c'est bien la qualité spectrale de l'oscillateur de référence qui limite fondamentalement la qualité du signal multiplié. Il est donc crucial de choisir les meilleurs oscillateurs de référence.

Références	Fréquence	Bruit de phase [dBc/Hz]		
		100 Hz	1 kHz	10 kHz
[16]	10 MHz (10 GHz)	-162 (-102)	-170 (-110)	-172 (-112)
[17]	10 MHz (10 GHz)	-155 (-95)	-165 (-105)	-175 (-115)
[18]	10 MHz (10 GHz)	-167 (-107)	-175 (-115)	-176 (-116)
[19]	100 MHz (10 GHz)	-133 (-93)	-165 (-125)	-177 (-137)
[20]	100 MHz (10 GHz)	-138 (-98)	-164 (-124)	-180 (-140)
[18]	100 MHz (10 GHz)	-138 (-98)	-163 (-123)	-183 (-143)
[21]	100 MHz (10 GHz)	-145 (-105)	-171 (-131)	-185 (-145)
[22]	500 MHz (10 GHz)	-130 (-104)	-156 (-130)	-170 (-144)

TABLE 1.1 – État de l'art des OCXO et bruit équivalent à 10 GHz (rouge).

Nous représentons ci-dessus (tableau 1.1) les meilleurs OCXO, avec leurs bruits de phase à différentes fréquences relatives de la porteuse ainsi que leurs bruits équivalents

après multiplication jusqu'à 10 GHz. On les compare à 10 kHz de la porteuse. Bien que la vaste majorité des synthétiseurs de fréquence utilisent des références à 10 MHz, les OCXO 100 MHz, qui sont plus performants en termes de bruits de phase, tendent à s'implanter de plus en plus.

Ainsi, compte tenu des limites de bruits présentées et des autres sources de bruit issues de la PLL et de l'électronique, on ne pourra trouver des synthétiseurs largement accordables présentant de meilleures caractéristiques spectrales. À titre d'exemple, le synthétiseur **LNS-18**[23] de chez **Noise XT** est accordable de 4 à 18 GHz et présente un bruit de phase de -131 dBc/Hz à 10 kHz de sa porteuse à 10 GHz.

Par ailleurs, il existe des oscillateurs à plus haute fréquence présentant de très bons bruits de phase mais pas encore de systèmes PLL commerciaux présentant une bande passante suffisante pour les utiliser comme signal d'horloge. Il n'est donc pas encore possible de les utiliser dans les synthétiseurs commerciaux. Il a cependant été rapporté qu'un système PLL utilisant une référence à 30 GHz a pu fournir des signaux de 300.76 GHz à 301.12 GHz présentant des bruits de phase de -60 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse [24].

Les meilleurs oscillateurs micro-ondes sont basés sur les résonateurs diélectriques (**DRO** : Dielectric Resonator Oscillator) [25, 26]. Contrairement aux oscillateurs à Quartz, la résonance n'est pas acoustique mais bien électromagnétique, elle est rendue possible par le fort confinement de l'onde dans le diélectrique. En résonnant sur un mode d'ordre élevé, appelé mode de galerie (**WGM** : Whispering Gallery Mode), on est capable de générer des fréquences de l'ordre de 10 GHz présentant un fort facteur de qualité.

Ce type de sources de fréquence peut être implémenté à partir de cristaux de Saphir (Al_2O_3) et présente des facteurs de qualité de l'ordre de 10^4 à température ambiante, jusqu'à 10^9 à quelques Kelvin [25, 27]. On peut ainsi générer des signaux à 9 GHz dont le bruit de phase est de -130 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse à température ambiante et de -170 dBc/Hz avec une boucle de stabilisation [26, 28].

Les dispositifs cryogéniques aussi appelés **CSO** (Cryogenic Sapphire Oscillator) sont essentiellement intéressants pour leur stabilité court terme et utilisés en laboratoire pour des applications telles que les expériences temps-fréquence et en métrologie [29].

Finalement, la montée en fréquence dans les technologies électroniques au-delà de la bande X et Ku est réalisable, mais au détriment des caractéristiques spectrales. De plus, la complexité, la technicité et le prix des technologies augmentent avec la fréquence à générer. L'optique offre une alternative incontournable pour atteindre des facteurs de qualité élevés à ces fréquences, grâce à la maturité technologique de ses composants (lasers stables, fibres présentant peu de pertes, bande passante des transducteurs) issue du développement des télécommunications. L'oscillateur optoélectronique est une hybridation des oscillateurs électroniques micro-ondes avec l'optique, que nous présentons dans la prochaine section. Par ailleurs, il existe plusieurs autres moyens d'utiliser l'optique pour générer des signaux micro-ondes spectralement purs, par exemple la division de fréquence optique [30, 31] ou le mélange hétérodyne [32].

1.5 Les Oscillateurs Optoélectroniques

L'idée d'allier optique et électronique pour générer des signaux micro-ondes date de 1982 quand Neyer et Voges proposent leur architecture d'oscillateur hybride [33, 34]. Ils s'intéressaient alors aux dynamiques non-linéaires et chaotiques ainsi qu'à la transmission de signaux digitaux sur porteuse optique. Le terme d'oscillateur optoélectronique (**OEO** : Optoelectronic Oscillator) apparaît en 1996 avec les travaux [4] de Yao et Maleki, chercheurs aux **JPL** (Jet Propulsion Laboratory) à la NASA. Ils s'intéressent à la génération d'oscillations stables et bas bruit pour les technologies de communications photoniques. L'introduction des OEOs a ouvert deux grands volets de recherche, d'un côté sur la génération de signaux micro-ondes bas bruit pour concurrencer et dépasser les technologies électroniques et de l'autre sur l'étude de dynamiques non-linéaires avec des applications à la cryptographie chaotique et au calcul neuromorphique [35].

1.5.1 Introduction

Un oscillateur optoélectronique est un oscillateur micro-onde à retard optique. Ce retard est permis par l'usage d'une longue fibre optique présentant très peu de pertes, on peut ainsi créer des retards impossibles à atteindre en électronique. À titre d'exemple, le meilleur OEO oscillant à 10 GHz rapporté à ce jour utilise une fibre de 16 km [36].

Le facteur de qualité équivalent d'un oscillateur à retard est proportionnel au retard,

et donc aussi proportionnel à la longueur L de la fibre optique [6, 7] :

$$Q = \pi f_0 \tau = \pi f_0 \frac{nL}{c} \quad (1.40)$$

avec n l'indice optique de la fibre (typiquement $n = 1.46$ pour une fibre standard) et c la vitesse de la lumière dans le vide.

Ainsi, pour une boucle de 5 km pour un signal oscillant à 10 GHz, on aura $Q = 8 \cdot 10^5$. Contrairement à la multiplication de fréquence, où le bruit de phase est dégradé avec la montée en fréquence, l'OEO a la propriété de voir non seulement son facteur de qualité augmenter avec le retard ($\tau = \frac{nL}{c}$) mais également avec la fréquence d'oscillation f_0 . Cela équivaut à dire que la pureté spectrale augmente ($\Delta\omega = \frac{c}{\pi nL}$ diminue) avec la longueur de fibre et reste indépendante de la fréquence d'oscillation de l'OEO. Nous verrons par la suite que la longueur de cavité n'est pas la seule grandeur à étudier pour optimiser le bruit de phase d'un OEO.

Le retard étant porté optiquement, il est nécessaire d'introduire des transducteurs du domaine électrique vers l'optique et de l'optique vers l'électrique. Une photodiode est donc utilisée pour transférer le battement optique dans le domaine électrique et un modulateur d'intensité servira à inscrire le signal électrique sur une porteuse optique. Le schéma d'OEO introduit historiquement [3] est présenté sur la figure 1.16.

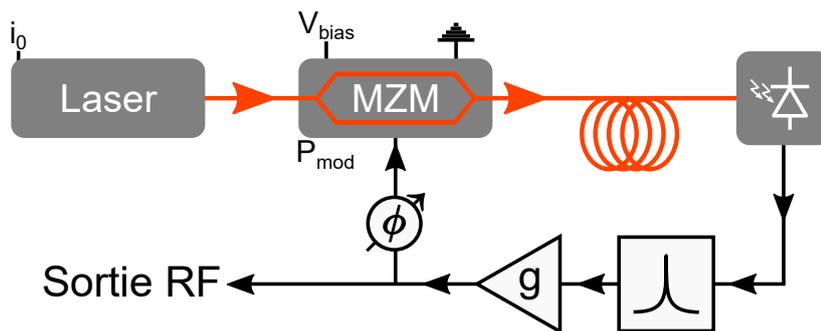


FIGURE 1.16 – Schéma de principe d'un OEO.

Un laser continu est utilisé pour générer une porteuse optique pour véhiculer le signal micro-onde le long de la fibre. Ce signal laser est modulé par un modulateur de type

Mach-Zehnder (**MZM** : Mach-Zehnder Modulator), se propage dans la fibre, est détecté par la photodiode avant d'être filtré, amplifié puis réinjecté sur l'entrée du modulateur.

La boucle à retard autorise une fréquence fondamentale et ses harmoniques (de fréquences $f_n = n \cdot \frac{1}{\tau}$) à osciller. Le filtre micro-onde a pour rôle de sélectionner une bande de fréquence contenant un ou plusieurs modes de la boucle. Dans le domaine optique (figure 1.17.a), on observera un peigne de fréquence autour de la porteuse optique dont l'ISL est de $\frac{1}{\tau}$. L'un ou plusieurs de ces modes, d'ordres élevés, seront favorisés (autour de f_0) par rapport aux autres modes. Le signal électrique (figure 1.17.b) est issu d'une détection quadratique de la puissance optique. On observera alors également un peigne de fréquence de même ISL et une bande de un ou plusieurs modes favorisés autour de f_0 .

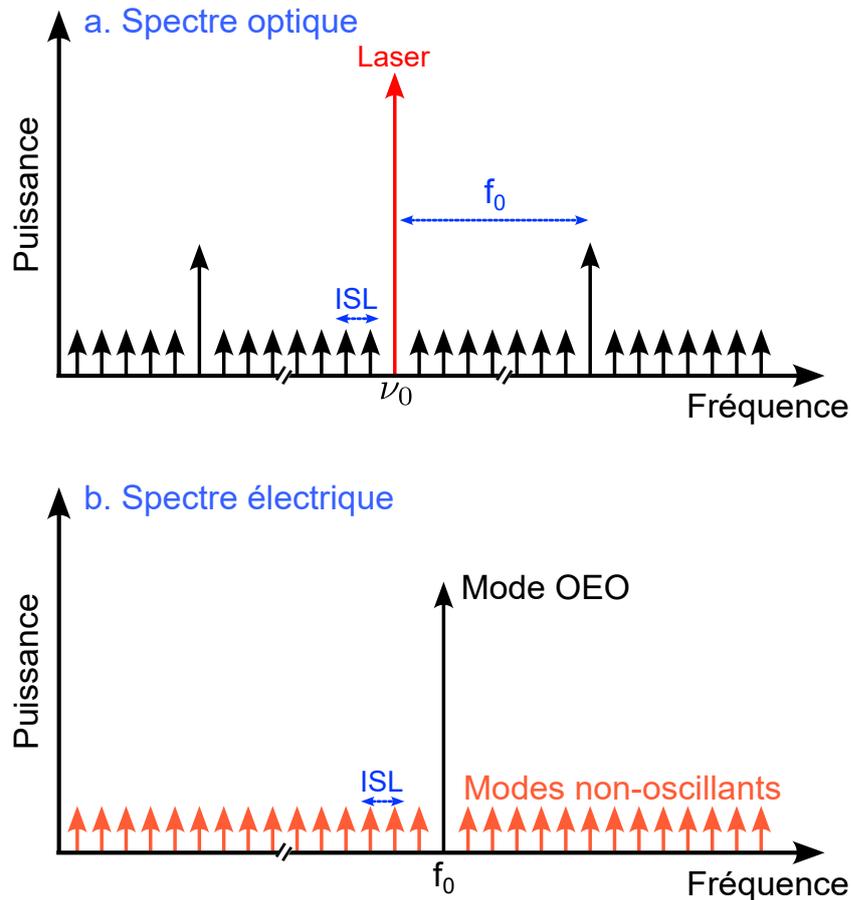


FIGURE 1.17 – Signal OEO : a. Spectre optique, b. Spectre électrique

Le système démarre sur le bruit. Celui-ci est filtré à la fois par la fonction de transfert

de la boucle optique et du filtre micro-onde. Chaque mode de boucle pourra alors circuler dans le système, mais seuls les modes dans la bande du filtre auront suffisamment de gain pour atteindre la saturation et devenir des modes oscillants.

Lorsque le système a atteint son régime permanent, la porteuse optique est modulée par une sinusoïde oscillant à f_0 présentant une très grande pureté spectrale, acquise grâce au facteur de qualité de la longue ligne à retard. Le battement électrique présente également ces performances.

1.5.2 Dynamique non-linéaire

Les OEOs basés sur des modulateurs Mach-Zehnder présentent naturellement une grande complexité. En effet, bien qu'il soit possible de générer des signaux micro-ondes très purs spectralement, la nature non-linéaire de la fonction de transfert du modulateur permet un large éventail de dynamiques temporelles complexes comme les régimes chaotiques [37, 38].

On peut résumer l'architecture de l'OEO classique (figure 1.16) en quatre parties : le gain, le filtrage, la non-linéarité et le retard. Le gain s'effectue dans la pratique avec un amplificateur électrique micro-onde, le retard avec la fibre optique, le filtrage avec un filtre électronique micro-onde et la non-linéarité avec le modulateur Mach-Zehnder.

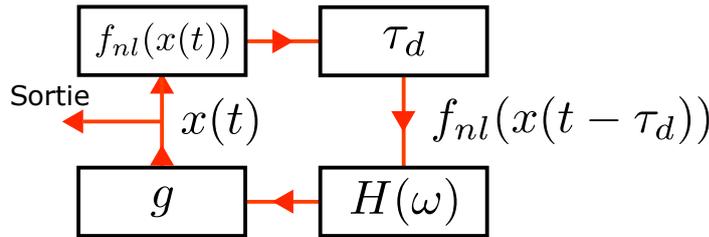


FIGURE 1.18 – Schéma fonctionnel d'un OEO à ligne à retard.

On peut modéliser le système par une équation différentielle non-linéaire à retard :

$$h_f(t) \star x(t) = g \cdot f_{nl}(x(t - \tau_d)) \quad (1.41)$$

où le symbole \star désigne le produit de convolution, $h_f(t)$ est la réponse impulsionnelle du filtrage ($h_f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} H(\omega)e^{i\omega t} dt$), g est le gain de boucle et τ_d est le retard de boucle.

En considérant la réponse du modulateur et du filtre (passe bas dans ce cas), on arrive à l'expression précise de ce système :

$$x + \tau_f \dot{x} = g \cdot \cos^2(x(t - \tau_d) - \Phi) \quad (1.42)$$

où τ_f est le temps caractéristique du filtre et Φ est le biais (contrôlé en tension) du MZM. Cette équation différentielle à retard fait partie d'une famille plus large de systèmes appelés systèmes d'Ikeda [35]. La non-linéarité et le retard rendent la nature de la solution dépendante des paramètres (gain, biais du modulateur). Le passage d'un comportement de la dynamique temporelle à un autre avec la variation d'un paramètre est appelé bifurcation [39]. Il existe une littérature riche sur le sujet de la théorie des bifurcations appliquée aux OEOs [34, 35, 40].

À titre d'exemple, la dynamique d'un OEO à ligne à retard utilisant un filtre passe bande étroit et un MZM est régie par l'équation intégréo-différentielle non-linéaire à retard suivante [35] :

$$x + \frac{1}{\Delta\omega} \dot{x} + \frac{\omega_0^2}{\Delta\omega} \int_{t_0}^t x(s) ds = g \cdot \cos^2(x(t - \tau_d) - \Phi) \quad (1.43)$$

où ω_0 représente la fréquence centrale du filtre et $\Delta\omega$ sa largeur.

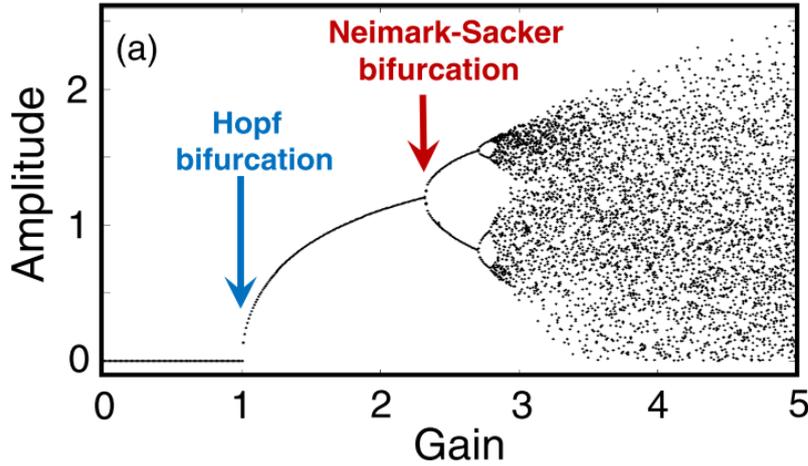


FIGURE 1.19 – Diagramme de bifurcation d'un OEO à ligne à retard [35]

Les OEOs peuvent donc présenter plusieurs types de dynamiques en fonction du sys-

tème étudié et de la valeur des paramètres. Pour la génération de signaux spectralement purs, il est nécessaire de se placer dans le cadre d’une réponse périodique stable [41] (par exemple pour un gain entre 1 et 2.3 sur la figure 1.19).

D’autres régimes dynamiques ont été étudiés, la génération de signaux chaotiques a par exemple pu être utilisée comme masque cryptographique pour transmettre des informations [42, 43]. D’autres recherches ont pu mettre en évidence des signaux périodiques complexes comme des signaux à enveloppes carrées [44]. Finalement, la dynamique non-linéaire à retard des OEOs peut permettre de réaliser des expériences d’intelligence artificielle (calcul neuromorphique) sur la couche physique, comme le “reservoir computing” [45], ou bien la génération de nombres aléatoires [46].

1.5.3 État de l’art

De nombreuses architectures d’OEO ont été développées depuis les années 1990 pour répondre à la problématique de l’optimisation du bruit de phase. Elles présentent toutes leurs avantages et leurs inconvénients. Nous les présentons ci-dessous.

OEO à boucle unique

Le premier OEO est celui que nous avons présenté précédemment (figure 1.16). Le facteur de qualité de ce système est déterminé par la longueur de la fibre optique et la fréquence d’oscillation choisie à l’aide du filtre micro-onde. Néanmoins, augmenter la longueur de la fibre n’est pas chose si aisée, et ce, pour plusieurs raisons sur lesquelles nous reviendrons dans le troisième chapitre. Ainsi, l’augmentation de la longueur de fibre n’est pas une fin en soi et on cherchera parallèlement à diminuer les sources de bruit et de conversions de bruit, tout en cherchant à minimiser l’effet Leeson.

Le choix de la fréquence d’oscillation n’est pas anodin, car il faut avoir un résonateur micro-onde suffisamment fin pour ne sélectionner que quelques modes de boucle. À ce jour, la plus haute fréquence atteinte par un OEO à boucle unique est de 94.5 GHz (bande W) [47], présentant un bruit de phase à 10 kHz de -101 dBc/Hz. La bande passante des composants optiques actuels (modulateurs, photodiodes) est en effet limitée, ce qui rend difficile l’implémentation d’OEO oscillant à des fréquences plus élevées que la centaine de GHz.

L'OEO présentant les meilleures performances dans la bande X à ce jour a été développé par la société OEwaves (issue du groupe de Yao et Maleki au JPL). Cet OEO utilise une fibre optique de 16 km et présente un bruit de phase de -163 dBc/Hz à 6 kHz de sa porteuse [48, 49].

À titre de comparaison, avec une fibre bien plus courte de 1 km [50], il est possible d'atteindre des bruits de phase de -145.8 dBc/Hz à 10 kHz d'une porteuse de 10 GHz.

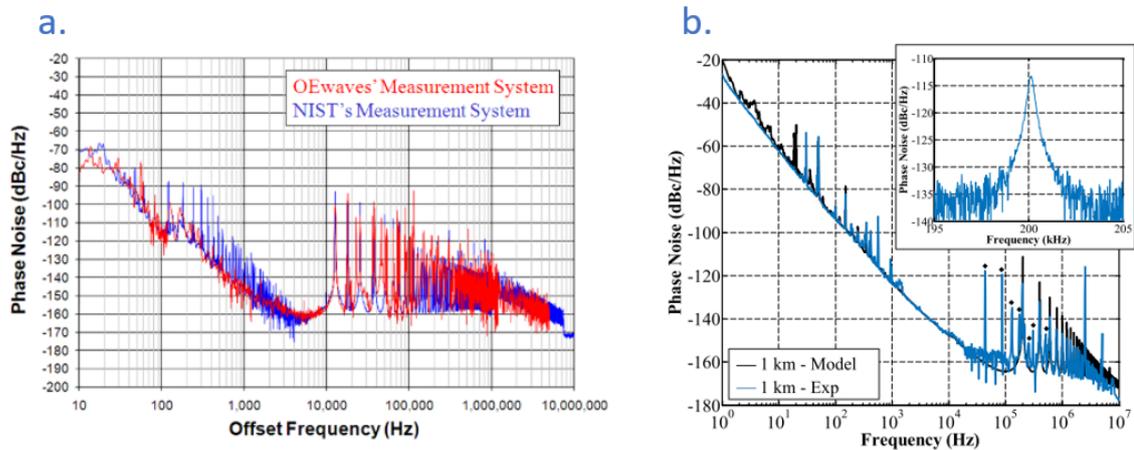


FIGURE 1.20 – Bruit de phase d'OEO à boucle unique : a. Fibre de 16 km [48, 49], b. Fibre de 1 km [50].

Les modes non-oscillants, que nous appellerons aussi modes parasites, participent au bruit de phase de l'oscillation micro-onde et dégradent celui-ci périodiquement. Sur la figure 1.20.a, le premier mode parasite apparaît à environ 13 kHz avec un niveau de -100 dBc et il est respectivement de -110 dBc à 200 kHz sur la figure 1.20.b

Ces modes sont d'autant plus proches de la porteuse que la fibre est longue. Plusieurs stratégies existent pour limiter leur effet néfaste sur le bruit de phase.

OEO à double boucle

Afin de diminuer l'impact des modes parasites sur le bruit de phase, une stratégie possible est l'augmentation de la sélectivité spectrale. Cela est rendu possible en ajoutant

une ou plusieurs lignes à retard de longueurs différentes dans l'OEO [51].

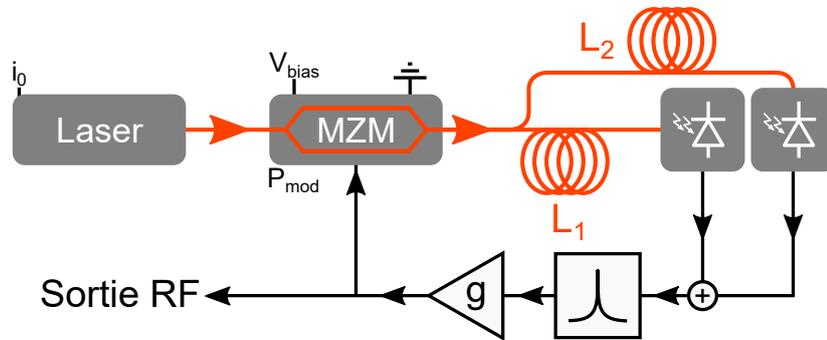


FIGURE 1.21 – Schéma d'OEO à double boucle.

Le signal de chaque ligne à retard sera alors détecté et sommé dans le domaine électrique ou bien sommé dans le domaine optique avant la détection. En effet, l'interférence de deux peignes de fréquences présentant différents ISL contraint la condition d'accord de phase dans l'ensemble du système, c'est l'effet Vernier. Seuls les modes communs aux deux peignes pourront alors osciller.

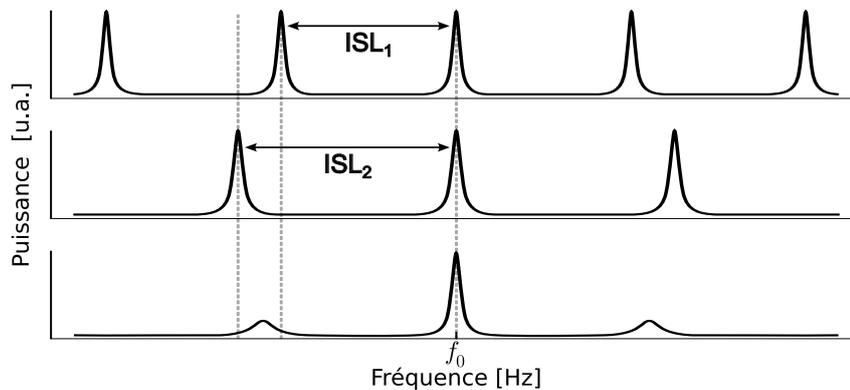


FIGURE 1.22 – Principe de l'effet Vernier.

En choisissant judicieusement la longueur des fibres, on est capable d'ajouter un filtrage spectral périodique et ainsi de réduire drastiquement la présence des modes parasites autour du mode OEO. Par exemple, il a été montré qu'il était possible de réduire l'intensité des modes parasites de plus de 30 dB dans un oscillateur à double boucle (deux fibres

optiques de 8.4 km et 2.2 km) [52]. Le bruit de phase était de -140 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse à 10 GHz (voir figure 1.23).

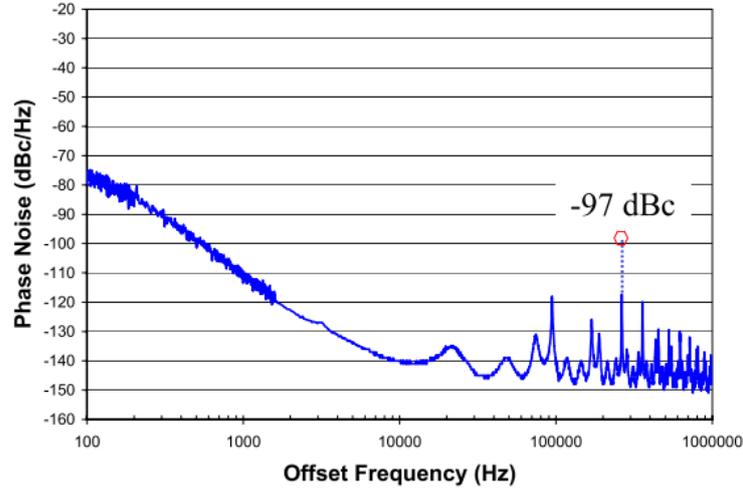


FIGURE 1.23 – Bruit de phase d'un OEO à double boucle [52].

On peut ajouter plus de boucles pour augmenter davantage la sélectivité spectrale. En effet, en réduisant le nombre de modes d'oscillation de la ligne à retard, on peut se permettre d'utiliser des filtres micro-ondes accordables, comme les filtres **YIG** (Yttrium Iron Garnet), qui présentent un facteur de qualité moins élevé que les filtres à fréquence fixe. Il a été ainsi montré [52] qu'avec trois lignes à retards (4.4 km, 3 km et 1.2 km), on peut obtenir un OEO stable et accordable de 6 GHz à 12 GHz par pas de 3 MHz. Cette agilité se fait au détriment du bruit de phase qui est de -128 dBc/Hz à 10 KHz de la porteuse dans cette bande de fréquence.

L'OEO à double boucle présentant les meilleures caractéristiques spectrales à 10 GHz est constitué de deux fibres optiques de 100 m et 1.1 km [50]. Le bruit de phase est de -145 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse à 10 GHz avec une réduction de l'intensité du premier mode parasite de plus de 35 dB.

Récemment, la génération d'un signal à 94.5 GHz dans un OEO à double boucle a été démontrée [53]. Il présente une réjection des modes parasites de plus de 45 dB (par rapport à son implémentation en boucle unique) et un bruit de phase de -70 dBc/Hz à 10 kHz.

Pour conclure, nous avons vu que les oscillateurs optoélectroniques à lignes à retards permettent de générer des signaux micro-ondes présentant de très bonnes caractéristiques de bruit. Cependant, la nécessité d'utiliser de longues fibres optiques rend ces systèmes peu compacts et augmente leur sensibilité à la température. Nous présentons deux architectures d'OEO plus compactes ci-dessous.

Oscillateur Optoélectronique Couplé

Un oscillateur optoélectronique couplé (**COEO** : Coupled Optoelectronic Oscillator) [54, 55, 56] a pour particularité d'utiliser le facteur de qualité élevé d'une cavité laser pour remplacer la ligne à retard des OEOs classiques. Ce système est donc intrinsèquement plus compact que ceux présentés précédemment. En couplant la cavité optique avec une boucle optoélectronique par le biais d'un modulateur d'intensité (ou une modulation du gain [57]), les modes du laser sont verrouillés activement. Pour ce faire, la rétroaction électronique est filtrée autour d'une fréquence harmonique de la cavité. D'autre part, les modes parasites dûs au retard de la rétroaction ne sont pas résonnants optiquement et seront alors naturellement filtrés.

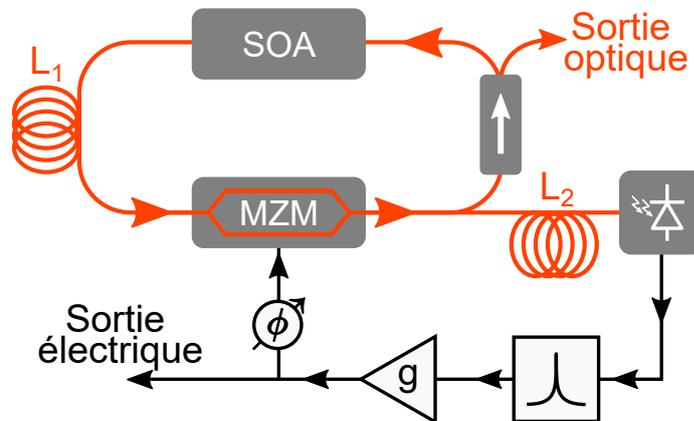


FIGURE 1.24 – Schéma d'un oscillateur optoélectronique couplé.

Les lasers à modes bloqués (**MLL** : Mode Locked Laser) présentent naturellement un régime optique impulsionnel si les modes optiques sont en phase. Ceci demande toutefois une compensation optimisée de la dispersion dans la cavité. On est ainsi capable d'obtenir un battement électrique présentant un très bon bruit de phase, par exemple de -150 dBc/Hz de 10 kHz à 100 kHz d'une porteuse à 9.4 GHz [58]. Ce même travail a

rapporté la génération d'impulsions optiques courtes de 2-7 ps dont la gigue temporelle était de 2 fs (mesurée entre 10 kHz et 100 kHz).

Une présentation plus exhaustive des COEOs peut être lue dans [59, 60, 61].

Miniaturisation des OEOs

Les architectures d'OEO que nous avons présentées jusqu'à présent sont constituées de composants commerciaux discrets et sont donc volumineux. Le développement de la photonique intégrée permet aujourd'hui de construire des lasers, des circuits et des composants optiques (actifs et passifs) de tailles micrométriques/millimétriques [62].

Ces technologies ouvrent donc la voie vers la miniaturisation des OEOs. Un OEO monolithique sur puce photonique ultra compacte ($5 \times 6 \text{ cm}^2$) hybridée à une puce électronique a été rapporté [63]. Cet OEO génère un signal électrique accordable en bande X avec un bruit de phase de -60 dBc/Hz à 10 kHz. Le principal problème de ce type de dispositif est de disposer de délais suffisamment élevés pour minimiser l'effet Leeson. En effet, les retards optiques pour des guides optiques de ces tailles sont bien plus faibles que ceux des fibres optiques kilométriques.

Il est possible d'augmenter le facteur de qualité en implémentant un résonateur optique en anneau intégré (micro-ring resonator) ou des résonateurs optiques à modes de galeries. Par exemple, le groupe OE Waves a développé un OEO miniature (non monolithique)[64] intégrant un résonateur à mode de galerie. Ce dispositif génère un signal à 30 GHz présentant un bruit de phase de -105 dBc/Hz à 10 kHz.

Il est également possible de miniaturiser les COEOs [65] pour générer des bruits de phase de -122 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse (10.2 GHz).

L'intégration des composants optiques est toujours en plein développement, notamment pour identifier les matériaux présentant le moins de pertes de guidage (InP, Si₃N₄) tout en maintenant une compatibilité avec des hybridations aux composants électro-optiques (LiNbO₃) et semi-conducteurs (composants III-V).

OEO à modulation directe

Le modulateur d'intensité Mach-Zehnder n'est pas le seul composant optique à pouvoir fournir la fonction de transduction du domaine électrique vers le domaine optique. Il est par exemple possible d'utiliser un modulateur à électro-absorption [66] qui peut être

directement intégré monolithiquement en sortie de laser. D'autres OEOs sont basés sur la modulation de phase [67, 68].

En réalité, le plus simple des OEOs [69] est celui où on économise un modulateur d'intensité au profit d'une modulation directe du courant d'injection du laser (figure 1.25).

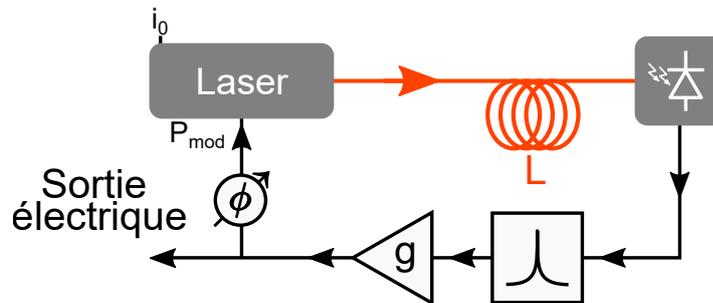


FIGURE 1.25 – Schéma d'un oscillateur optoélectronique à modulation directe.

Cette architecture est particulièrement intéressante dans la perspective de la miniaturisation des OEOs. Cependant, elle a été abandonnée au profit des OEOs à modulation externe, car les lasers à modulation directe étaient (en 1997 [70]) limités en bande passante (quelques GHz) et présentaient des bruits de phase insatisfaisants (-80 dBc/Hz à 10 kHz d'un signal à 10 GHz [71]). Les lasers à modulation directe comme les diodes laser à cavité verticale émettant par la surface (**VCSEL** : Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser) et les lasers à rétroaction répartie (**DFB** : Distributed FeedBack) connaissent des avancées, en termes de caractéristiques de bruits ainsi qu'en termes de bande passante (record de 100 GHz en 2021 [72]). Il semble qu'il est aussi possible d'optimiser les conditions de modulation du laser pour atteindre de meilleurs bruits de phase. On a récemment rapporté un OEO utilisant un VCSEL générant un signal à 2.5 GHz avec un bruit de phase de -127 dBc/Hz à 10 kHz [73]. Plus récemment (pendant ces travaux de thèse), un OEO utilisant un laser DFB a pu montrer des bruits de phase de -125 dBc/Hz [74] à 10 kHz d'une porteuse en bande X.

1.6 Conclusion

Nous avons fait une présentation des principales sources de fréquences électroniques. Les oscillateurs basés sur les cristaux de Saphir cryogéniques présentent les meilleures caractéristiques spectrales en bande X. L'optique, et en particulier les OEO, permettent

la génération de signaux micro-ondes d'une grande pureté spectrale. En effet, le fait d'osciller directement à haute fréquence avec un fort facteur de qualité dispense l'usage de la multiplication de fréquence, qui est délétère pour la pureté spectrale. Le développement des OEOs apporte donc une solution pour dépasser les performances des sources de fréquences électroniques au-delà de la bande X.

De nombreuses architectures et applications d'OEO ont été explorées [35, 60, 75, 76]. Dans la perspective de la miniaturisation des OEOs, l'utilisation de la modulation directe semble être (avec le développement récent des sources optiques) une solution à explorer davantage.

Dans la suite de ce manuscrit, nous présenterons l'implémentation d'un oscillateur optoélectronique à modulation directe présentant un bruit de phase à l'état de l'art. Nous adapterons ensuite ce dispositif pour générer des peignes optiques et des impulsions de faible gigue temporelle.

MODÉLISATION ET CARACTÉRISATION DES LASERS À SEMI-CONDUCTEURS

Ce chapitre propose une description de la dynamique des lasers DFB (Distributed Feed-Back) à semi-conducteur ainsi que de l'usage de la modulation directe de leur courant d'alimentation qui sera indispensable pour la compréhension des chapitres suivants. Nous avons utilisé deux lasers dans ce travail de thèse, cependant, dans ce chapitre nous illustrons le fonctionnement des lasers par la caractérisation du laser qui sera utilisé dans le dernier chapitre. Enfin, nous proposons une méthode originale permettant une mesure précise d'une grandeur caractéristique de ce type de lasers, le couplage phase-amplitude, dont la connaissance précise est essentielle pour la génération d'impulsion optique dans la boucle OEO.

2.1 Modélisation des lasers DFB à semi-conducteurs

L'acronyme **LASER** (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) désigne l'amplification d'un signal optique lorsqu'il interagit avec un matériau présentant une inversion de population. L'émission stimulée consiste en la désexcitation d'un de ces états par interaction avec un photon incident et par la génération d'un autre photon présentant les mêmes propriétés (longueur d'onde, direction, polarisation). En mettant en place cette interaction dans une cavité résonnante, par exemple composée de miroirs (cavité Fabry-Perot) et en excitant artificiellement le milieu (par pompage), on est capable de produire un signal optique cohérent et directif [77]. Si le pompage est suffisant pour que les photons générés compensent les photons perdus dans la cavité (transmission des miroirs, diffusion, diffraction...), un flux de photons cohérents s'auto-entretient, c'est l'effet LASER. La dynamique du laser fait intervenir deux grandeurs principales, la densité de photons présents dans la cavité ainsi que l'inversion de population qui est la différence entre le nombre d'atomes dans le niveau haut et le nombre d'atomes dans le niveau bas

de la transition laser.

L'essentiel de ce travail de thèse repose sur des lasers DFB à semi-conducteurs à modulation directe. Les lasers à semi-conducteurs sont des lasers dont le milieu amplificateur est constitué d'un semi-conducteur. La propriété principale de ces lasers est que l'inversion de population se fait par pompage électrique par le biais d'électrodes contrairement à d'autres lasers utilisant d'autres matériaux (Nd :YAG, Er³⁺, ...) nécessitant un pompage optique. Dans un laser à pompage optique, l'excitation se fait à des longueurs d'ondes spécifiques, qui correspondent à des raies d'absorptions. Dans un laser à semi-conducteur, il n'y a pas de raies d'absorption discrètes mais deux bandes d'énergies : la bande de conduction et la bande de valence. Ainsi, le pompage consiste à exciter un électron de la bande valence vers la bande de conduction, en y laissant un trou (une absence d'électron). L'émission stimulée, quant à elle, consiste dans ce cas en la recombinaison (provoquée par un photon incident) d'un électron de la bande conduction et d'un trou de la bande de valence. Cette recombinaison stimulée s'accompagne de l'émission d'un photon identique au premier. La recombinaison d'un électron et d'un trou a une certaine probabilité de se produire de manière aléatoire sans photon incident : c'est l'émission spontanée. Elle génère des photons dont les propriétés sont aléatoires (direction, longueur d'onde, polarisation) et est donc source de bruit. Cependant, c'est ce phénomène qui fournit le premier photon qui initie l'effet laser.

L'acronyme **DFB** (Distributed Feed-Back) décrit le fait d'inscrire un réseau d'indice le long du milieu actif. Ce réseau d'indice agit comme un filtre optique et impose au laser d'osciller sur un seul mode de cavité, les lasers DFB sont donc dits monomodes. Un réseau d'indice peut aussi être placé de part et d'autre du milieu actif, on parle alors de laser **DBR** (Distributed Bragg Reflection).

D'autre part, le milieu actif doit aussi être une structure guidante pour le signal optique, un travail sur la structure du système permet d'optimiser à la fois le confinement de la lumière et les propriétés de transitions électroniques dans la zone active. En effet, il existe plusieurs types d'architectures de lasers à semi-conducteurs (à puits quantiques, fils quantiques, boîtes quantiques) permettant de quantifier les bandes d'énergies avec notamment pour conséquence l'amélioration de l'efficacité de l'effet laser [78].

Finalement, le développement des premiers lasers DFB à semi-conducteur dans les

années 1980 a permis l'émission de signaux optiques dans le proche infrarouge. Ces lasers sont depuis des sources de choix pour le transport d'information sur fibre optique [79]. Le pompage électrique permet en effet de moduler le courant de pompe avec un signal utile, numérique ou analogique, celui-ci est converti dans le domaine optique, porté par la longueur d'onde du laser, c'est la modulation directe. Le développement technologique de ces lasers a permis d'augmenter leur bande passante et de baisser leur bruit intrinsèque et ainsi de transmettre des flux de données à haut-débit pouvant être transmis via la modulation directe.

2.1.1 Équations d'évolution d'un laser

La dynamique d'un laser est régie par l'interaction entre le matériau et la lumière circulant dans la cavité. Le champ électrique fait varier les propriétés électroniques du milieu actif et donc la polarisation de celui-ci. En retour, la polarisation est source de radiation et fait varier le champ électrique. Ce dernier est régi par l'équation de propagation des ondes :

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} - \frac{1}{c^2 \tau_p} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathcal{P}}{\partial t^2}, \quad (2.1)$$

où $\mathcal{E} = E(t)e^{i(\omega t - kz)} + c.c.$ est le champ électrique complexe oscillant à une pulsation ω (qu'on appellera fréquence par abus de langage), $\mathcal{P} = \epsilon_0 \chi \mathcal{E}$ la polarisation du matériau caractérisant son interaction avec la lumière, c la vitesse de la lumière dans le vide, μ_0 la perméabilité magnétique du vide et τ_p un temps caractéristique qui correspond à l'atténuation du champ électrique dans la cavité. Nous utilisons ici un modèle scalaire, car la polarisation de la lumière est fixée par la géométrie du guide d'onde.

On considérera que l'amplitude du champ électrique évolue lentement par rapport à la fréquence optique, cela nous permet d'effectuer l'approximation des enveloppes lentement variables (**SVEA** : Slowly-Varying Envelope Approximation). On trouve :

$$\frac{dE}{dt} + i(\omega - \omega_0)E + \frac{1}{2\tau_p}E = -\frac{i\omega\chi}{2}E, \quad (2.2)$$

en considérant que la fréquence optique est proche d'une fréquence de résonance de la cavité. Le terme χ désigne la susceptibilité diélectrique du matériau, c'est cette grandeur qui caractérise l'inversion de population et le gain apporté au champ optique.

Pour modéliser l'inversion de population dans un laser à semi-conducteur, on suppose qu'il existe deux niveaux d'énergies entre lesquels se déroule l'émission stimulée. Ainsi, on désignera par \mathcal{N}_2 le nombre d'électrons présents dans la bande de conduction et \mathcal{N}_1 le nombre d'électrons dans la bande de valence. L'inversion de population est la différence entre ces deux populations, notée $\mathcal{N} = \mathcal{N}_2 - \mathcal{N}_1$. La dynamique de l'inversion de population est régie par trois phénomènes principaux. Premièrement, le pompage apporte de nouveaux électrons dans le niveau \mathcal{N}_2 à un rythme régulier R_p (courant de pompe). Deuxièmement, les électrons et les trous peuvent se recombiner de manière spontanée, en produisant un photon aléatoire ou de l'agitation thermique. L'inversion de population subit donc une atténuation caractérisée par le temps de vie moyen d'un électron τ_c . Finalement, l'effet stimulé implique la recombinaison d'un électron et d'un trou, ce qui constitue un terme de perte supplémentaire G , qui dépend notamment de l'intensité optique.

$$\frac{d\mathcal{N}}{dt} = R_p - \frac{1}{\tau_c}\mathcal{N} - G(\omega, \mathcal{N}, I) \quad (2.3)$$

On peut déterminer l'expression de G en écrivant l'évolution de l'intensité optique à partir de l'équation 2.2 et en définissant l'intensité optique comme : $I = \frac{1}{2}n\epsilon_0c|E|^2$.

$$\frac{dI}{dt} = -\frac{1}{\tau_p}I - \omega\Im(\chi)I \quad (2.4)$$

En effet, on peut faire l'hypothèse que le gain optique est proportionnel à l'inversion de population, en considérant que l'énergie d'un photon est égale à $\hbar\omega$, on peut écrire :

$$\frac{d\mathcal{N}}{dt} = R_p - \frac{1}{\tau_c}\mathcal{N} - \frac{n\epsilon_0c}{2\hbar}\Im(\chi)|E|^2 \quad (2.5)$$

La susceptibilité électrique est une grandeur complexe qu'on écrira $\chi = \chi_R + i\chi_I$ car elle agit à la fois sur la phase et sur l'amplitude (gain/pertes) du champ électrique. On peut écrire une expression (équation 2.6) de cette grandeur en effectuant un développement autour d'une certaine valeur d'inversion de population \mathcal{N}_{th} pour laquelle le gain optique compense parfaitement les pertes optiques ($\omega\chi_I(\mathcal{N}_{th}) = \frac{1}{\tau_p}$), c'est l'inversion de population au seuil laser.

$$\chi(\omega, \mathcal{N}) = \frac{i}{\omega\tau_p} + \left(\frac{\partial\chi_R}{\partial\mathcal{N}} + i\frac{\partial\chi_I}{\partial\mathcal{N}} \right) (\mathcal{N} - \mathcal{N}_{th}) \quad (2.6)$$

On définit maintenant le terme de gain optique comme $g = \omega \frac{\partial \chi_I}{\partial \mathcal{N}}$ ainsi qu'un coefficient $\alpha = -\frac{\partial \chi_R / \partial \mathcal{N}}{\partial \chi_I / \partial \mathcal{N}}$. Le facteur α , aussi appelé facteur de Henry [80], caractérise le couplage entre la phase et l'amplitude du champ optique dans la cavité. Nous en parlerons plus en détail par la suite.

En définissant l'inversion de population par rapport à sa valeur au seuil $N = \mathcal{N} - \mathcal{N}_{th}$ et en effectuant une normalisation du champ électrique tel que $E \rightarrow \sqrt{\frac{2\hbar\omega}{n\epsilon_0 c}} E$, on trouve la formulation générale des équations d'évolution du champ électrique et de l'inversion de population :

$$\frac{dE}{dt} = -i(\omega - \omega_0)E + \frac{1}{2}g(1 + i\alpha)NE \quad (2.7)$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{1}{\tau_c}(J - N) - \left(gN + \frac{1}{\tau_p}\right)|E|^2, \quad (2.8)$$

où $J = \tau_c(R_p - R_{p,th})$, avec $R_{p,th} = \frac{\mathcal{N}}{\tau_p}$ le courant de seuil à partir duquel l'effet laser peut se mettre en place.

On peut simplifier davantage ce système d'équations en supposant que la fréquence optique correspond à la fréquence de résonance de la cavité ($\omega = \omega_0$), puis en effectuant une adimensionnalisation des grandeurs dynamiques [81]. Cela permet de réduire le nombre de paramètre et d'alléger le travail calculatoire, tout en gardant le sens physique dans les expressions. On choisit tout d'abord d'utiliser une échelle temporelle réduite en définissant $s = t/\tau_p$ et $\dot{\square} = \partial \square / \partial s$ puis on définit $e = E/\sqrt{g\tau_c}$ et $n = N/g\tau_p$, les expressions réduites du champ électrique et de l'inversion de population, respectivement. On obtient le système suivant :

$$\dot{e} = \frac{1}{2}(1 + i\alpha)ne \quad (2.9)$$

$$\dot{n} = \epsilon \left(r - (1 + n)(1 + |e|^2) \right), \quad (2.10)$$

où $\epsilon = \tau_p/\tau_c$ est le rapport des temps de vie des photons et des porteurs et $r = 1 + g\tau_c J$ est le taux de pompage. Avec cette formulation, il ne reste que trois paramètres indépendants : ϵ , r et α . On peut également réécrire le système en considérant l'intensité électrique à la

place du champ :

$$\dot{I} = nI \tag{2.11}$$

$$\dot{n} = \epsilon(r - (1 + n)(1 + I)) \tag{2.12}$$

D'autres choix d'adimensionnalisation sont possibles [81], selon les paramètres que l'on veut éliminer et les bases de temps que l'on étudie. Dans notre cas, on ne connaît pas le gain du laser, mais celui-ci n'intervient pas dans les équations d'évolution.

Ces deux derniers systèmes d'équations nous permettront d'effectuer des calculs analytiques (voir section suivante) ainsi que des simulations numériques de la dynamique du laser.

Finalement, nous avons fait ici un développement classique des équations d'évolution d'un laser à semi-conducteur. On peut néanmoins retrouver ce système d'équations plus simplement par une approche purement phénoménologique ou avec plus de travail, en partant d'arguments plus fondamentaux (équations de Maxwell-Bloch [82, 83]). Notons que des termes supplémentaires peuvent intervenir en fonction du type de laser étudié et en fonction des approximations effectuées. Par exemple, dans notre cas, nous avons choisi de ne pas inclure le terme d'émission spontanée, ni la dépendance du temps de vie des électrons à l'inversion de population ni la dépendance du gain à la puissance optique (compression de gain [82]).

2.1.2 Fonction de transfert

Les lasers DFB à semi-conducteurs présentent dans la plupart des cas un temps de vie de photons plus faible que celui des électrons ($\epsilon < 1$) et sont dit de classe B .

Dans un laser de classe B , il existe une dynamique résonnante caractérisant le couplage entre l'inversion de population et les photons. Ce phénomène est caractérisé par des oscillations, dites "de relaxation", venant parasiter le signal optique continu lorsque le laser est soumis à une perturbation [82]. Par exemple, au démarrage du laser, le signal optique présente des oscillations qui s'estompent après un certain temps et le signal devient continu. Les lasers à semi-conducteurs présentent des oscillations de relaxation à bien plus hautes fréquences (quelques GHz) que les lasers à état solide comme les lasers Nd :YAG (quelques kHz) ainsi qu'un amortissement plus rapide (de l'ordre de la nanose-

conde contre quelques dizaines de microsecondes). Contrairement aux lasers de classe B, les lasers de classe A ($\epsilon > 1$) ont la propriété de ne pas montrer d'oscillations de relaxation.

On peut modéliser cette propriété en effectuant une linéarisation du système (équations 2.11 et 2.12) autour de l'état stationnaire ($n = 0, I = r - 1$). On suppose pour cela que le taux de pompage présente une légère perturbation à la fréquence ω à laquelle le laser répond par une perturbation de l'inversion de population et de la densité de photons à la même fréquence. On obtient ainsi la fonction de transfert suivante :

$$H_I(\omega) = \frac{1}{1 - \omega^2 \frac{\tau_p^2}{\epsilon(r-1)} - i\omega \frac{r\tau_p}{r-1}} \quad (2.13)$$

L'équation 2.13 est une fonction transfert de type filtre passe-bas du second ordre, elle présente une réponse maximale à la fréquence de relaxation ainsi qu'une fréquence au-delà de laquelle la réponse décroît, ce qui caractérise la bande passante du laser. Elle décrit la réponse du laser à une stimulation du courant à la fréquence ω et caractérise donc l'efficacité d'une modulation directe du courant de pompe.

Par ailleurs, le bruit optique généré par l'émission spontanée est lui aussi régi par ce phénomène de relaxation. Une analyse similaire à celle-ci, en considérant cette fois l'émission spontanée comme composante perturbatrice, mène également à une fonction de transfert de ce type. Ainsi, le signal présente un pic de bruit à la fréquence de relaxation de part et d'autre de la porteuse optique.

La fréquence de relaxation a la propriété d'augmenter avec le courant de pompe, on peut l'estimer par l'équation 2.14 (voir annexe B), qui correspond approximativement à la fréquence où la réponse du laser est maximale.

$$f_R \approx \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{(r-1)}{\tau_c \tau_p}} \quad (2.14)$$

C'est donc à cette fréquence qu'on observera à la fois le plus de bruit mais également la meilleure réponse à une modulation de courant. D'autre part, la largeur des pics de relaxation augmente linéairement avec le courant de pompe, ce qui correspond à une diminution du temps d'amortissement des oscillations de relaxation.

Mesure des temps caractéristiques

Afin de pouvoir simuler notre laser, il nous faut connaître les temps de vie caractéristiques des photons et des électrons. Une estimation de leur valeur est possible en mesurant expérimentalement la réponse fréquentielle du laser. Pour ce faire, nous ajoutons une composante oscillante au courant de pompe à l'aide d'un synthétiseur de fréquence (**Rohde & Schwartz SMF 100A**), le courant de pompage est, lui, fourni par une alimentation de courant (**ILX LDC-3900**). Nous modulons ainsi le laser avec des fréquences allant de 1 à 13 GHz par pas de 100 MHz et mesurons la puissance détectée à ces fréquences, en sortie de photodiode, à l'aide d'un analyseur de spectre électrique (**Rohde & Schwarz FSWP26**). Le laser que nous caractérisons et utilisons dans ce chapitre est un laser DFB à semi-conducteur InGaAsP/InAs (**Gooch & Housego AA0701**), que nous utiliserons également dans le dernier chapitre. La puissance de modulation est ici faible, de -30 dBm, de manière à pouvoir justifier la comparaison des spectres mesurés avec la fonction de transfert du système linéarisé (dite "petit signal"). Afin de ne mesurer que la réponse du laser, nous avons mesuré la réponse de la photodiode à un bruit blanc optique de manière à soustraire sa contribution à la mesure finale (voir figure 2.1). Le bruit blanc optique a pu être obtenu à l'aide de l'émission spontanée amplifiée dans un amplificateur optique à fibre dopée Erbium en l'absence de signal optique incident.

Nous avons ajusté la fonction 2.13 aux mesures des spectres des signaux laser en fonction du taux de pompage. On observe un bon accord entre les ajustements et les spectres mesurés autour des fréquences de relaxations et pour les fréquences plus élevées. En revanche, on trouve un écart entre la mesure et la théorie pour les plus basses fréquences. Comme décrit par la théorie, la fréquence de relaxation ainsi que la bande passante du laser augmentent avec le taux de pompage. Ici les largeurs des pics de relaxation évoluent avec le courant, de quelques centaines de MHz à plusieurs GHz.

Ces différents ajustements nous permettent, pour chaque taux de pompage, d'estimer les temps de vie des photons et des électrons dans le milieu actif (voir figure 2.2).

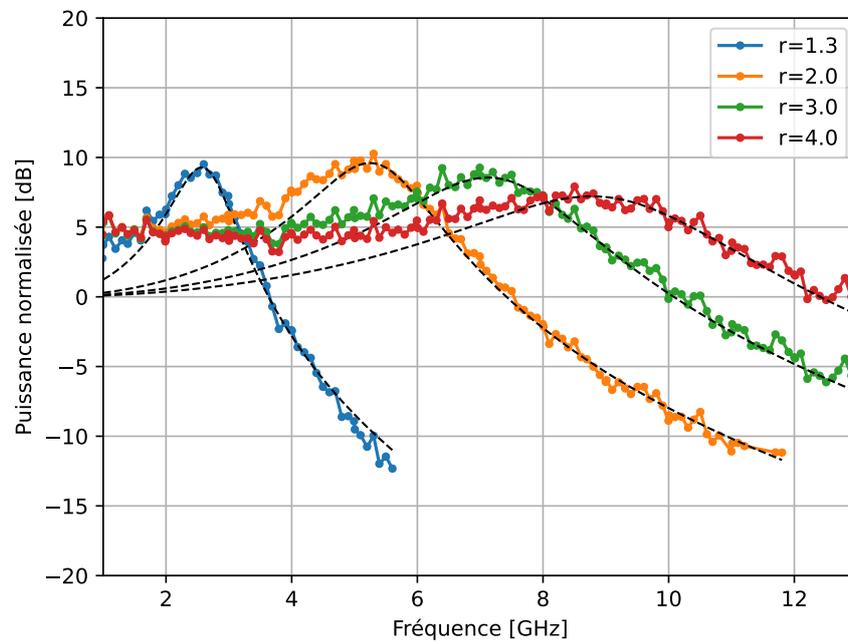


FIGURE 2.1 – Réponse fréquentielle du laser pour différents taux de pompage. Courbes noires pointillées : ajustement de la fonction 2.13. Courbes colorées : mesures.

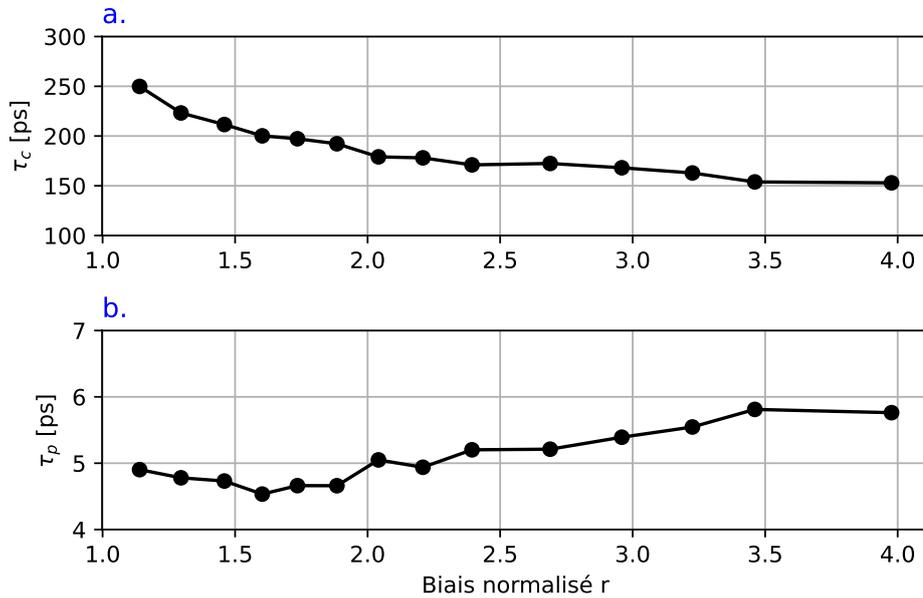


FIGURE 2.2 – Temps de vie caractéristiques du laser : a. temps de vie des porteurs, b. temps de vie des photons.

La durée de vie de l'inversion de population semble baisser avec le taux de pompage tandis que le temps caractéristique des photons semble augmenter. Cependant, nous n'avons pas poussé l'analyse plus avant pour savoir si ce n'est là qu'une dispersion de mesure (due à l'incertitude des ajustements) ou une réelle dépendance au paramètre. Pour la suite, nous considérons donc des temps de vie proches des valeurs moyennes, $\tau_c = 180$ ps et $\tau_p = 5$ ps, ce qui correspond à un rapport de temps $\epsilon \approx 0.0277$. Ces valeurs nous permettront d'intégrer numériquement les équations d'évolution du laser.

2.1.3 Modulation directe

La modulation directe permet d'utiliser le laser comme un transducteur du domaine électrique vers le domaine optique. On peut par ce biais transporter un signal plus ou moins rapide autour de la porteuse optique, pour des applications de télécommunications sur fibre par exemple. Dans la pratique, la modulation directe se fait en ajoutant une composante ondulatoire au courant de pompe (continue) à l'aide d'un té de polarisation (Bias-Tee).

Le courant de pompe est contrôlé par un générateur de courant tandis que le signal de modulation est généré à l'aide d'un synthétiseur de fréquence dont on peut choisir la puissance de sortie.

Le courant en entrée de laser peut être écrit comme $i(t) = i_0 + \Delta i \cos(2\pi f_m t)$ où i_0 est le courant de pompe et Δi l'amplitude du courant de modulation oscillant à la fréquence f_m . On peut ainsi relier la puissance électrique P avec l'amplitude du courant oscillant par $\Delta i = \sqrt{\frac{2P}{R}}$ où R est l'impédance du laser. Nous travaillons avec des grandeurs normalisées dans notre modèle et nos simulations, on doit donc l'adapter pour ajouter la composante de pompe modulée, ce qui donne :

$$\dot{n} = \epsilon (J(s) - (1 + n)(1 + I)), \quad (2.15)$$

avec $J(s) = r(1 + m \cos(2\pi f_m \tau_p s))$. Ici $r = i_0/i_{th}$ est le taux de pompage normalisé par le courant de seuil de notre laser $i_{th} = 13$ mA et $m = \Delta i/i_0$ est le taux de modulation normalisé. On peut exprimer ce taux de modulation par rapport au courant de pompe et à la puissance de modulation, on trouve :

$$m = \frac{1}{i_0} \sqrt{\frac{2P}{R}} \quad (2.16)$$

Notons que le taux de modulation peut conduire à un courant électrique nul voir négatif à un instant donné. D'une part, le laser se comporte comme une diode et ne passe pas le courant inverse, on doit donc considérer la contrainte $J(s) \geq 0$. D'autre part, le synthétiseur de fréquence est en fait un générateur de tension, il faut donc veiller à ce qu'une tension négative appliquée aux bornes de la diode ne dépasse pas la tension de claquage inverse (**Reverse Breakdown Voltage**), car cela mènerait à la destruction du composant.

Dans le cas d'une modulation faible, comme dans la section précédente, le système répond comme un filtre passe bas, avec une réponse maximale à la fréquence de relaxation. Après le pic de relaxation, la réponse spectrale diminue et définit donc la limite des fréquences pouvant être transmises efficacement par modulation directe. La modulation directe des lasers à semi-conducteurs est très utilisée pour les transmissions haut-débits de courtes portées [79] (comme dans les data center). À titre d'exemple, une transmission de 250 Gb/s a pu être démontrée dans ce type de laser [84]. De plus, ces lasers ont l'avantage de consommer peu d'énergie et d'avoir un bas coût de production. Cependant,

pour des transmissions longues distances, des sources optiques plus pures spectralement et présentant moins de bruit sont utilisées conjointement avec des modulateurs externes (comme les modulateurs Mach-Zehnder).

Dans le cas d'une faible modulation, on peut supposer que la réponse est linéaire; cependant, ce n'est plus le cas lorsqu'on augmente la puissance de modulation. En effet, la dynamique est intrinsèquement non-linéaire, et dans le cas général, l'enveloppe optique ne reproduit pas fidèlement la forme du signal de modulation. Les non-linéarités sont sources de distorsions qui déforment la réponse temporelle du laser et font apparaître des harmoniques d'ordres supérieurs, aux multiples de la fréquence de modulation (dans le cas d'une sinusoïde pure). Le transfert de l'énergie du signal vers d'autres fréquences constitue donc une perte en efficacité de conversion du point de vue de la fréquence de modulation.

D'autre part, ces distorsions peuvent mener le laser à se comporter comme un laser impulsionnel. Nous utiliserons cette propriété dans le dernier chapitre.

Doublement de période

Dans certain cas bien particuliers, le laser, modulé directement, peut montrer de nouvelles dynamiques et notamment un doublement de période [85]. Cet effet caractérise le fait qu'une déformation apparaît à l'échelle de deux périodes de modulation. Le doublement de période (**Period Doubling**) prend place lorsque la fréquence de modulation est à peu près le double de la fréquence de relaxation ($f_m \approx 2f_R$) et pour des forts taux de modulation [86, 87, 88].

Afin d'illustrer ce phénomène (voir figure 2.3), nous avons effectué deux simulations numériques de notre laser. La courbe noire décrit un laser pompé à 80 mA ($r=6$) avec un taux de modulation $m = 0.5$. On observe un régime de type impulsionnel dont la fréquence de répétition est de 10 GHz, ici la fréquence de relaxation du laser est également proche de 10 GHz. La courbe rouge décrit l'intensité optique du laser lorsque le courant de pompe est proche est de 26 mA ($r = 2$) et un taux de modulation de 1.5. À ce courant de pompe, la fréquence de relaxation est de 5 GHz, soit la moitié de la fréquence de modulation, et le taux de modulation est fort. On observe bien une déformation du signal d'origine sur l'échelle de deux périodes de 100 ps, c'est-à-dire l'apparition d'une période de 200 ps.

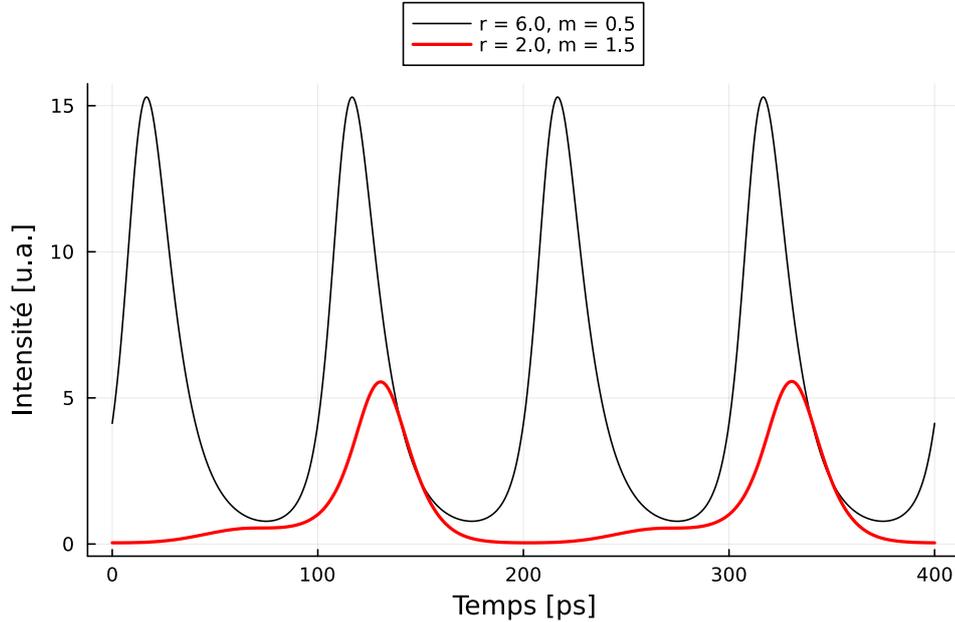


FIGURE 2.3 – Simulation d’enveloppes optiques en sortie de lasers pour une puissance de modulation fixe et des courants de pompage différents. Intégration numérique des équations 2.11 et 2.15.

Nous avons aussi observé ce phénomène expérimentalement. La figure 2.4 montre les spectres électriques que nous avons mesurés après photo-détection. Le laser est ici modulé à 10 GHz avec des puissances électriques variables de 10 dBm à 21 dBm. Le courant de pompe du laser est ici aussi de 26 mA.

On observe bien l’apparition d’une raie à 5 GHz au fur et à mesure que la puissance de modulation augmente. Pour les puissances faibles, l’apparition du doublement de période se caractérise par un pic faible et large mais celui-ci gagne en puissance et s’affine. On note aussi l’apparition d’un pic à 15 GHz, qui traduit le fait que la nouvelle périodicité spectrale correspond à une fréquence de répétition de 5 GHz. En fait, on voit apparaître de multiples harmoniques de 5 GHz.

Nous avons simulé le laser pour le même courant de biais de 26 mA ($r=2$) avec une modulation plus ou moins forte à 10 GHz. Une analyse spectrale de ces signaux en fonction du taux de modulation est illustrée sur la figure 2.5.

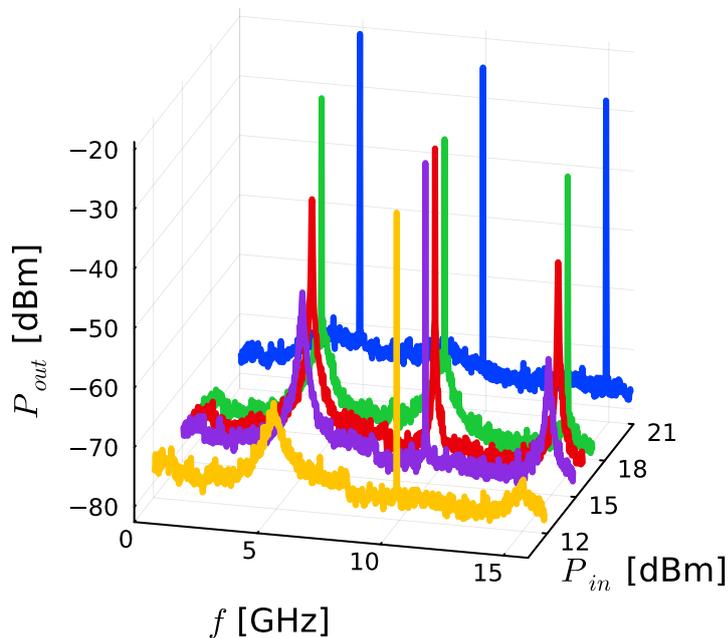


FIGURE 2.4 – Mesures de spectres et observation du doublement de période pour différentes puissances de modulation.

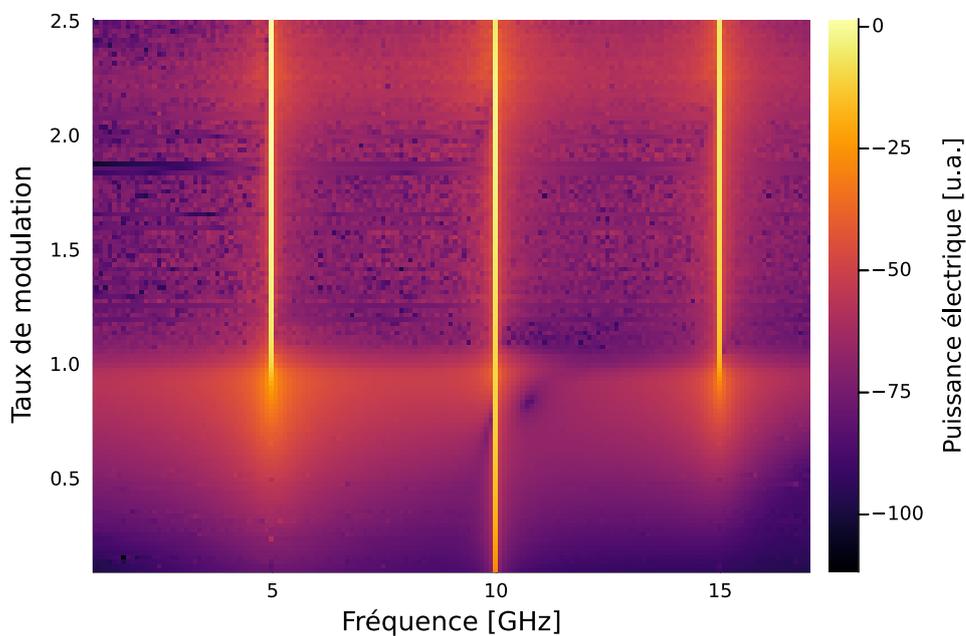


FIGURE 2.5 – Simulation de spectres et observation du doublement de période pour différents taux de modulation à 10 GHz. Le taux de pompage est de $r = 2$.

Cette figure reproduit bien ce qu'on observe expérimentalement avec cette fréquence de modulation et ce courant de biais. En effet, ici aussi on voit apparaître deux bandes de fréquence à 5 GHz et 15 GHz de part et d'autre de la fréquence de modulation à 10 GHz. Le doublement de période semble devenir optimal à partir de $m = 1$, c'est-à-dire lorsque le laser est éteint puis alimenté rapidement à intervalle régulier. Ce type de modulation s'appelle "commutation de gain" (**Gain Switching**).

Il est intéressant de se demander quel impact cette dynamique particulière a sur le bruit de phase du battement du signal (après détection) et en particulier sur l'onde à 5 GHz. Nous avons utilisé un synthétiseur de fréquence pour moduler le laser à 10 GHz avec une puissance de 20 dBm, le laser était pompé avec un courant de 26 mA. Les bruits de phase des battements laser à 5 et 10 GHz ainsi que le bruit de phase du synthétiseur de fréquence à 10 GHz sont illustrés sur la figure 2.6.

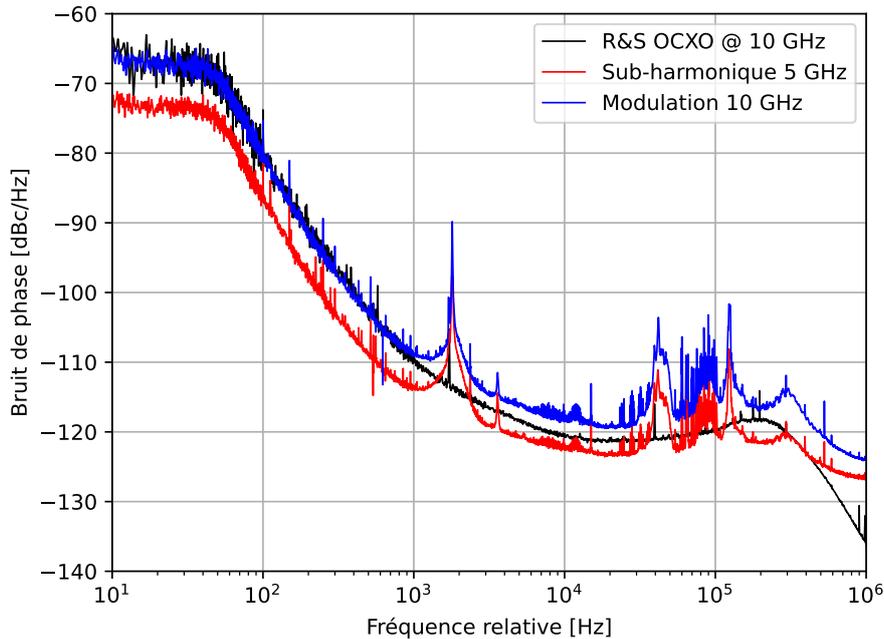


FIGURE 2.6 – Bruit de phase électrique : signal laser à 10 GHz (bleu), signal laser à 5 GHz (rouge), signal issu du synthétiseur de fréquence à 10 GHz (noir)

On observe que le signal laser à la fréquence de modulation (courbe rouge) présente le même bruit de phase que le signal de modulation (courbe noire) aux basses fréquences

(entre 10 Hz et 1 kHz) et semble ensuite être dégradé, d'environ 3 dB. En revanche, le bruit de phase du signal à 5 GHz est inférieur au bruit du synthétiseur et du signal modulé. Il est en moyenne de 6 dB inférieur par rapport au signal modulé à 10 GHz, ce qui correspond à une division de fréquence par deux. Il est intéressant de noter que le doublement de période génère une sous-harmonique sans dégradation de bruit par rapport à la réponse naturelle du laser à la modulation.

2.2 Mesure du couplage phase amplitude

Le facteur de Henry [80], aussi souvent appelé facteur α , caractérise un couplage entre la phase et l'amplitude du champ électrique à l'intérieur du milieu actif. Lorsque les photons interagissent avec le milieu actif et provoquent des émissions stimulées, l'organisation électronique de celui-ci se voit perturbée et la susceptibilité électrique varie. Cela a non seulement pour effet de faire varier le gain optique mais également l'indice optique effectif perçu par le champ électrique. Ceci a pour conséquence de joindre une variation temporelle de la phase optique à la variation de l'amplitude du champ.

Le gain est caractérisé par la partie imaginaire de la susceptibilité tandis que l'indice de réfraction est caractérisé par sa partie réelle, le facteur α décrit le couplage entre les variations de ces deux grandeurs par rapport aux fluctuations de l'inversion de population. On peut donc définir ce facteur par rapport à la susceptibilité (équation 2.18), ou bien par rapport au gain g et à l'indice optique n (équation 2.17) [82] :

$$\alpha = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{\partial n / \partial N}{\partial g / \partial N} \quad (2.17)$$

$$\alpha = \frac{\partial \chi_R / \partial N}{\partial \chi_I / \partial N} \quad (2.18)$$

Initialement, ce facteur a été introduit pour corriger l'expression de la largeur de raie laser de Schawlow et Townes qui caractérise la pureté spectrale d'une onde optique laser. En effet, la présence de bruit d'intensité introduit également un certain bruit de phase optique, ce qui dégrade davantage le bruit total du signal. La largeur de raie s'en voit dégradée par un facteur $1 + \alpha^2$, ce qui justifie le nom anglais du facteur α : **LEF** (Linewidth Enhancement Factor). L'élargissement de la largeur de raie du laser peut être néfaste pour

de nombreuses applications telles que la spectroscopie ou les télécommunications.

Outre la dégradation de la largeur de raie laser, le couplage de la phase et de l'amplitude dans un laser a de nombreuses implications dans d'autres applications [89, 90]. Le facteur de Henry rend le laser très sensible à l'injection optique, ce qui justifie l'utilisation d'un isolateur optique en sortie de laser. Une connaissance de ce paramètre est par ailleurs indispensable dans toute expérience de rétroaction ou d'injection optique [91]. Plus précisément, toute opération incluant une interférence optique intra-cavité est sensible à la variation de la phase en son sein et peut mener à des dynamiques particulières telles que le chaos [92]. Dans le cas typique du verrouillage en longueur d'onde d'un laser esclave sur un laser maître présentant une meilleure stabilité, le facteur de Henry aura un impact sur la plage d'accrochage (écart de fréquence optique maximale pour la mise en place du verrouillage) [93]. Ce couplage a également une influence sur la dynamique des lasers semi-conducteurs en anneaux à verrouillage de modes [94] et plus récemment, il a pu être montré qu'il était déterminant dans la génération de peignes de fréquences optiques dans des lasers à cascades quantiques [95].

Selon le type de laser et le matériau actif utilisé, le facteur de Henry peut montrer des valeurs très différentes [96, 97]. Il est par exemple plus faible dans les lasers à état solide ($\alpha < 1$) que dans les lasers à semi-conducteurs à puits quantiques ($\alpha = 4 - 11$). De plus, le facteur de Henry peut montrer des dépendances à la longueur d'onde laser, à la température et au courant de pompe. Nous ne ferons pas ici d'étude détaillée du facteur α car nous sommes intéressés par sa valeur autour de certains points de fonctionnement particuliers.

Dans ce travail, nous allons utiliser la modulation directe du laser. En particulier, des simulations fidèles du signal optique, en amplitude et en phase, nous seront indispensables dans le dernier chapitre de ce travail. En effet, nous générerons des impulsions optiques larges (quelques dizaines de picosecondes) à partir d'une modulation forte à 10 GHz. À cause du facteur de Henry, ces impulsions se verront dotées d'une variation de phase optique qui aura un impact important sur la compression temporelle par propagation dans une fibre optique.

2.2.1 Les différentes méthodes de mesure

Le facteur de Henry est une grandeur connue pour être difficile à mesurer. Il existe cependant un grand nombre de techniques qui ont été proposées dans la littérature [98].

Certaines méthodes reposent sur l'injection optique [99] et la rétro-injection optique [100], où l'interaction du champ laser avec un champ externe ou retardé modifie le comportement de la dynamique dans la cavité. Une comparaison entre la mesure et la théorie permet ainsi l'estimation du facteur α . D'autre part, ce type d'expérience demande une grande précision sur les puissances optiques. D'autres techniques se basent sur l'analyse des caractéristiques du laser lorsque celui-ci est sous le seuil d'oscillation laser. Une caractérisation du spectre de bruit de l'émission spontanée et l'évolution de la largeur de raie avec le courant de pompe permettent de remonter à la valeur de α .

Il existe des méthodes basées sur une modulation directe faible du laser [101, 102]. En effet, une modulation du courant provoque une modulation d'intensité accompagnée d'une modulation de phase dont la contribution peut s'observer dans le spectre optique. Avec une modulation faible, on peut supposer que les bandes de modulation sont essentiellement dues au facteur α ce qui permet d'en faire une estimation. Finalement, une méthode répandue est la mesure de la fonction de transfert d'une fibre optique où se propage un signal issu du laser modulé directement (voir annexe C). Les fréquences pour lesquelles le signal est nul (interférences destructives) en sortie de fibre dépendent à la fois de la longueur de la fibre, de sa dispersion mais également du facteur α .

Le point commun entre toutes ces méthodes est que le laser n'est soit pas modulé directement, soit modulé, mais faiblement. Nous souhaitons effectuer une mesure du facteur de Henry proche de nos conditions d'opération, c'est-à-dire sous modulation forte à 10 GHz. Nous proposons ci-dessous une méthode originale pour mesurer cette grandeur.

2.2.2 Mesure par reconstruction du champ optique

En reprenant le système d'équations régissant la dynamique de notre laser DFB à semi-conducteur, on peut extraire l'équation d'évolution de la phase. En effet, en supposant un champ électrique $E(t) = \sqrt{I(t)}e^{i\phi(t)}$ avec $I(t)$ et $\phi(t)$ l'intensité et la phase respectivement, on trouve :

$$\frac{dI}{dt} = NI \quad (2.19)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{1}{2}\alpha N \quad (2.20)$$

L'équation 2.19 nous indique que la dynamique de l'intensité ne dépend pas du facteur de Henry. L'équation 2.20 décrit la dynamique de la phase et montre, en revanche, une dépendance au facteur de Henry et à l'inversion de population. Ces deux grandeurs dynamiques peuvent être directement reliées en faisant disparaître leur dépendance commune à l'inversion de population.

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{1}{2}\alpha \frac{1}{I} \frac{dI}{dt} \quad (2.21)$$

Finalement, l'intégration de cette expression permet de trouver une formulation de l'évolution de la phase dans le temps.

$$\phi(t) - \phi(0) = \frac{1}{2}\alpha \ln \left(\frac{I(t)}{I(0)} \right) \quad (2.22)$$

Ainsi, l'expression 2.22 montre que la phase est proportionnelle par un facteur $\frac{\alpha}{2}$ au logarithme du profil d'intensité du signal. Nous pouvons en conclure que si l'on est capable de mesurer ces deux grandeurs, on peut aisément remonter au facteur de Henry. On pourra également reconstruire le signal complexe pour le comparer à nos simulations.

Il existe différentes techniques permettant de mesurer la phase et l'intensité optique temporelle, cependant, elles dépendent fortement des caractéristiques des signaux étudiés, comme la période de répétition et la largeur spectrale. Dans le cas d'impulsions courtes (femtosecondes) et à faibles fréquences de répétitions (jusqu'à 100 MHz), typiquement produit par les lasers à verrouillages de modes, il existe des instruments spécifiques, appelés auto-corrélateur permettant l'accès à la phase temporelle, mais nous ne sommes pas en possession de tels instruments, qui de toute façon ne sont pas adaptés aux signaux provenant de notre laser.

Dans le cas d'impulsions plus longues, la méthode **PROUD** (Phase Reconstruction using Optical Ultrafast Differentiation) [103] a été utilisée pour mesurer l'influence de modulateurs électro-optiques Mach-Zehnder [104] ainsi que d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs (**SOA** : Semiconductor Optical Amplifier) [105] sur la phase. Cette

méthode utilise des photodiodes pour mesurer la phase et l'intensité dans le domaine temporel, cela implique que la bande passante du détecteur limite la durée (de l'ordre de 100 ps) et la fréquence de répétition (quelques GHz) que l'on pourra mesurer. De plus, l'échantillonneur d'un oscilloscope présente aussi une résolution limitée.

Dans notre cas, nous modulons le laser à 10 GHz et celui-ci présente, sous forte modulation, des structures pulsées d'une durée de quelques dizaines de picosecondes. La largeur spectrale d'un tel signal dépasse les bandes passantes de nos photodiodes et surtout de nos oscilloscopes. En revanche, une mesure spectrale, par le biais d'un analyseur de spectre optique convient parfaitement. En effet, notre analyseur présente une résolution minimale de 5 MHz ce qui est amplement suffisant pour séparer des raies de 10 GHz et effectuer une mesure de spectres larges, contenant plusieurs raies. Nous souhaitons donc pouvoir remonter à l'intensité et la phase temporelle à partir de la mesure de spectres optiques.

Un signal périodique peut être représenté par une série de Fourier. Dans le domaine spectral, le signal est constitué par une multitude (N) de raies à une fréquence multiple (n) d'une fréquence F présentant une intensité $\tilde{I}(n \cdot F)$ et une phase spectrale $\tilde{\phi}(n \cdot F)$:

$$S(t) = e^{2i\pi\nu_0 t} \sum_{n=0}^N \sqrt{\tilde{I}(n \cdot F)} e^{2i\pi n F t + i\tilde{\phi}(n \cdot F)} \quad (2.23)$$

Ainsi, la connaissance du spectre d'intensité et de la phase spectrale permet de reconstruire le signal complexe dans le domaine temporel pour en extraire le profil temporel de l'intensité et de la phase. Notons que la grandeur $\tilde{I}(f)$ est aisément obtenue en utilisant notre analyseur de spectre optique en sortie de laser modulé directement.

Pour reconstruire ce signal complexe, nous avons utilisé une technique expérimentale proposée par Debeau *et al.* en 1998 [106] basée sur l'interférométrie retardée qui permet de caractériser la phase spectrale d'un signal périodique. Le montage expérimental est illustré sur la figure 2.7.

Un synthétiseur de fréquence est utilisé pour moduler le laser à une fréquence F . Le signal optique traverse ensuite un modulateur électro-optique (MZM) avant d'être détecté par l'analyseur de spectre optique. Le modulateur est piloté par un autre synthétiseur générant un signal sinusoïdal dont la fréquence est à la moitié du signal de modulation laser ($\frac{F}{2}$), ce signal peut être retardé à l'aide d'un déphaseur électronique. Enfin, les deux synthétiseurs sont synchronisés entre eux de sorte que les retards soient maîtrisés.

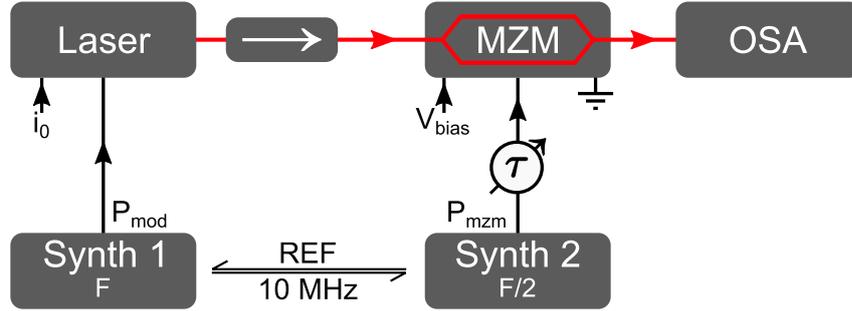


FIGURE 2.7 – Montage expérimental : Synth : synthétiseur de fréquence, MZM : modulateur Mach-Zehnder, OSA : analyseur de spectre optique.

Le champ optique en sortie d'un tel modulateur s'écrit $E_{out} = \frac{1}{2} (1 + e^{i\phi(t)}) E_{in}$, où E_{in} est le signal d'entrée et ϕ de déphasage de l'électro-optique. Le modulateur est alimenté avec une tension constante de sorte qu'il soit à l'extinction, c'est-à-dire de sorte qu'il ne transmette pas ou très peu le signal optique. Dans ces conditions le déphasage s'exprime comme :

$$\phi(t) = \pi + \phi_m \cos\left(2\pi \frac{F}{2}(t - \tau)\right), \quad (2.24)$$

où ϕ_m est la profondeur de modulation de phase, qui dépend du composant et de la puissance du signal de modulation et τ est le retard électrique contrôlé.

Prenons le cas d'une onde optique monochromatique $E_{in} = E_0 e^{2i\pi f_0 t + i\phi_0}$. Pour une modulation faible ($\phi_m \ll 2\pi$) on peut trouver une expression approximée du champ en sortie de modulateur :

$$\begin{aligned} E_{out} = & -\frac{i}{4} \phi_m |E_0| e^{i2\pi(f_0 - F/2)t} e^{i(\phi_0 + \pi F\tau)} \\ & -\frac{i}{4} \phi_m |E_0| e^{i2\pi(f_0 + F/2)t} e^{i(\phi_0 - \pi F\tau)}, \end{aligned} \quad (2.25)$$

L'équation 2.25 décrit le fait que la raie spectrale à la fréquence f_0 n'est pas transmise mais qu'en revanche, la modulation fait apparaître deux lignes spectrales latérales de part et d'autre de la fréquence de celle-ci, à $f_0 - \frac{F}{2}$ et $f_0 + \frac{F}{2}$. De plus, ces deux nouvelles raies subissent un déphasage de signe opposé et proportionnel au retard τ , respectivement : $+\pi F\tau$ et $-\pi F\tau$.

En condition réelle, le laser modulé produit un spectre contenant plusieurs fréquences, et chacune d'elles se verra atténuée au profit de la génération de deux nouvelles raies

distantes de $\frac{F}{2}$. (voir figure 2.8)

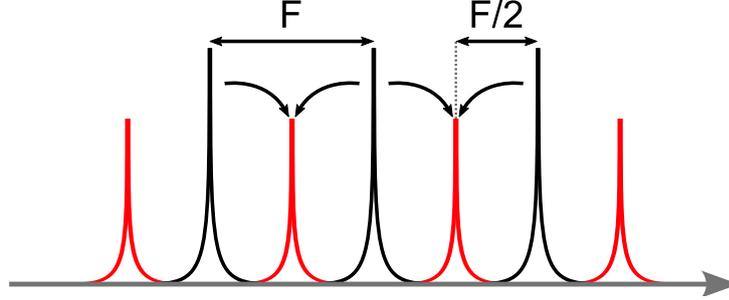


FIGURE 2.8 – Schéma de principe de l'expérience : courbe noire : Spectre du signal d'entrée composé de trois raies séparées de la fréquence F , courbe rouge : Spectre du signal en sortie composée de deux fréquences centrales issues des interférences des bandes latérales générées par le MZM.

Le choix de la fréquence de modulation du MZM à $\frac{F}{2}$ n'est pas anodin car les nouvelles raies générées par deux raies initialement voisines (distance d'une fréquence F) peuvent se superposer et interférer. Le champ électrique d'un signal d'entrée contenant un nombre arbitraire $N + 1$ de raies s'écrit :

$$E_{in}(t) = \sum_{k=0}^N |E_k| e^{i\phi_k} e^{i2\pi(f_0+kF)t}, \quad (2.26)$$

avec $|E_k|$ et ϕ_k l'amplitude et la phase spectrale de la k -ième raie, respectivement. On peut ainsi écrire l'expression du champ en sortie de modulateur à partir de l'équation 2.25 :

$$\begin{aligned} E_{out} = & |E_0| e^{i2\pi(f_0-F/2)t} e^{i(\phi_0+\pi F\tau)} + \\ & \sum_{k=0}^{N-1} \left[|E_k| e^{i(\phi_k-\pi F\tau)} + |E_{k+1}| e^{i(\phi_{k+1}+\pi F\tau)} \right] e^{i2\pi(f_0+kF+F/2)t} \\ & + |E_N| e^{i2\pi(f_0+NF+F/2)t} e^{i(\phi_N-\pi F\tau)} \end{aligned} \quad (2.27)$$

Cette expression peut se scinder en deux parties, le premier et dernier terme caractérisent les lignes aux extrémités du spectre optique et ne portent aucune information, tandis que le deuxième terme décrit l'interférence de deux raies du signal d'entrée. En ne gardant que le terme d'interférence, on peut écrire :

$$E_{out} = \sum_{k=0}^{N-1} B(k, \tau) e^{i2\pi(f_0+kF+F/2)t}. \quad (2.28)$$

Cette expression décrit un spectre dont les raies aux fréquences $f_0 + kF + \frac{F}{2}$ présentent une amplitude complexe $B(k, \tau)$ qui dépend du retard électrique. On exprime finalement la puissance optique de chaque raie, en faisant apparaître une figure d'interférence :

$$\begin{aligned} |B(k, \tau)|^2 &= |E_k|^2 + |E_{k+1}|^2 \\ &+ 2|E_k||E_{k+1}| \cos(\phi_{k+1} - \phi_k + 2\pi F\tau). \end{aligned} \quad (2.29)$$

L'expression 2.29 est l'expression centrale de la méthode de reconstruction de Debeau car elle contient l'information sur les phases spectrales des deux raies initiales ayant engendré la k -ème raie ainsi qu'une dépendance au retard électrique contrôlé. Plus précisément, le contrôle du retard permet de faire défiler la phase du terme d'interférence tandis que la phase à l'origine est la différence $\phi_{k+1} - \phi_k$ de phase entre les deux raies initiales. Ainsi en effectuant plusieurs mesures de spectres pour différents retards, il est possible de scanner l'interférence de chaque raie et d'en extraire la différence de phase spectrale.

Finalement, en supposant que la première raie présente une phase spectrale arbitraire, on peut reconstruire l'ensemble de la phase spectrale de manière itérative en cumulant les différences de phase de raie en raie. Avec une mesure du spectre optique du laser modulé, on a ainsi toute l'information nécessaire à la reconstruction du signal complexe de l'enveloppe optique. Ces deux signaux nous permettrons de remonter au facteur α (équation 2.22).

Résultats

Le modulateur utilisé est un modulateur électro-optique MZM (**iXblue Photonics MXANLN-10**) dont la constante de biais V_π est de 6 V. Afin de garantir une modulation faible nécessaire au bon fonctionnement de la méthode (équation 2.25), on choisit une puissance $P_{mzm} = 4.5$ dBm. La profondeur de modulation est ainsi suffisamment faible ($\phi_m = \frac{\pi}{V_\pi} \sqrt{2RP_{mzm}} = 0.28 \ll 2\pi$) pour garantir le comportement linéaire de la modulation. Dans le cas d'une modulation plus forte, la modulation ne se comporterait plus linéairement et on verrait apparaître plus de raies, ce qui pourrait dégrader les

spectres en sortie et constituer une source d’erreur pour la mesure de la phase spectrale. Le laser est modulé à 10 GHz (F) à l’aide d’un synthétiseur de fréquence (le même que précédemment) et le modulateur est modulé à 5 GHz ($F/2$) par un second synthétiseur (**Rohde & Schwarz SMB 100A**) synchronisé sur le premier via son signal d’horloge interne à 10 MHz. Le retard variable est implémenté par l’usage d’un déphaseur électronique (**Narda model 3752, 4°/GHz**) en entrée de modulateur. Finalement, le spectre optique est mesuré par un analyseur de spectre optique haute-résolution (**Apex Technologies AP2083A**) dont la meilleure résolution est de 5 MHz. Nous avons cependant utilisé une résolution de 400 MHz afin d’intégrer le signal suffisamment pour ne pas être dérangé par les fluctuations de fréquence du laser. Avec cette résolution, on est capable de séparer des raies distantes de plus d’1 GHz.

Nous avons utilisé cette méthode pour différentes valeurs de courant de pompe et de puissance de modulation du laser. Cependant, afin d’illustrer la technique, nous présentons ci-dessous les résultats obtenus pour une configuration où le courant de pompe est de 39 mA et la puissance de modulation est de 12.8 dBm.

La figure 2.9 représente deux spectres optiques en sortie de modulateur pour deux valeurs de retard correspondant à un déphasage $\Delta\theta = 2\pi F\tau$ de 0° et 100° .

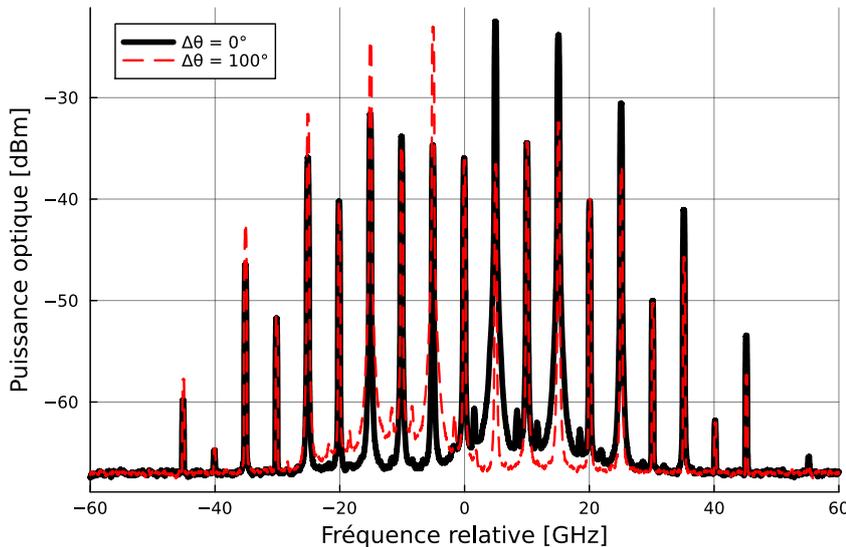


FIGURE 2.9 – Spectres optiques en sortie de modulateur pour différents retards : courbe noir : $\Delta\theta = 0^\circ$, courbe rouge pointillée : $\Delta\theta = 100^\circ$.

On observe que les raies d'origines (comme les raies à -10, 0 et 10 GHz) sont toujours présentes et que leur puissance ne dépend pas du retard. Cela est dû au fait que l'extinction du modulateur n'est pas idéale, cependant la persistance des raies initiales dans le spectre ne dégrade pas l'information contenue dans les autres raies, qui, elles, varient avec le retard. Pour un déphasage de 100° , on observe des variations de puissances de plus de 10 dB pour certaines raies.

Dans cette expérience, nous avons réalisé plusieurs mesures de spectres pour différentes valeurs de retard, correspondant à des déphasages allant de 0 à 2π . La figure 2.10 montre l'évolution de la puissance des raies n°2 et n°6 ($|B(k, \tau)|^2$), qui reproduit bien la forme sinusoïdale prédite par l'équation 2.29.

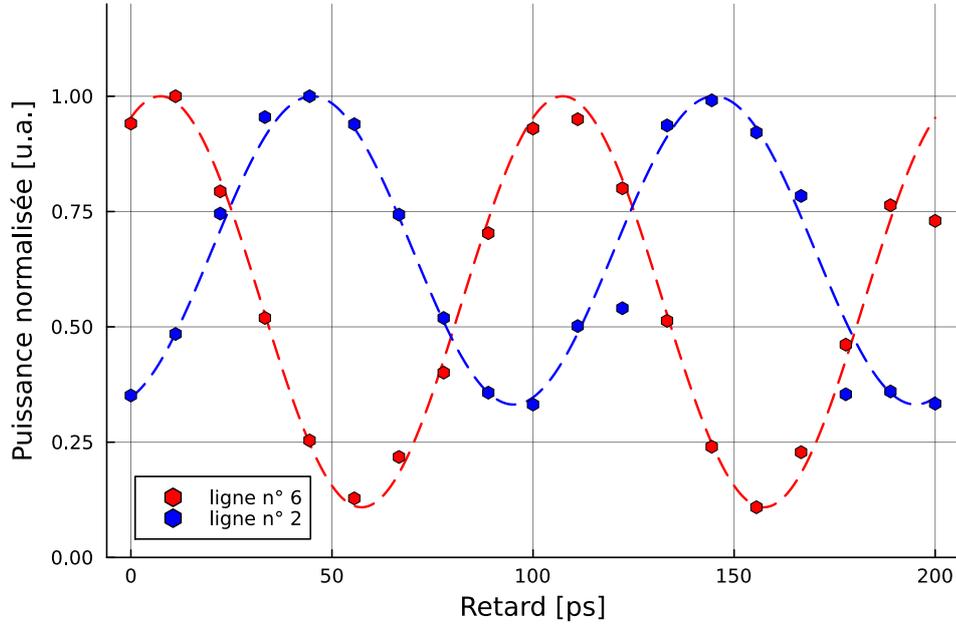


FIGURE 2.10 – Mesure de puissance normalisée des raies optiques n°2 et n°6 en fonction du retard électrique τ , courbes pointillées : ajustement de la fonction $B(k, \tau)|^2$.

Dans le cas particulier des deux raies choisies pour l'illustration, on observe qu'elles ne présentent pas la même phase à l'origine ($\tau = 0$). La forme des signaux mesurés est très fidèle à la théorie, ce qui permet d'effectuer un ajustement de courbe pour extraire l'information en phase spectrale relative ($\phi_{k+1} - \phi_k$) des raies initiales qui sont à l'origine des raies que nous mesurons.

En effectuant cette mesure pour toutes les raies, on reconstruit la phase spectrale

du spectre d'entrée et avec la mesure du spectre optique en amont du modulateur, on est capable de recréer le signal par série de Fourier. Une fois muni du signal temporel complexe, on sépare d'un côté l'intensité et la phase temporelle, qui sont illustrées sur la figure 2.11.

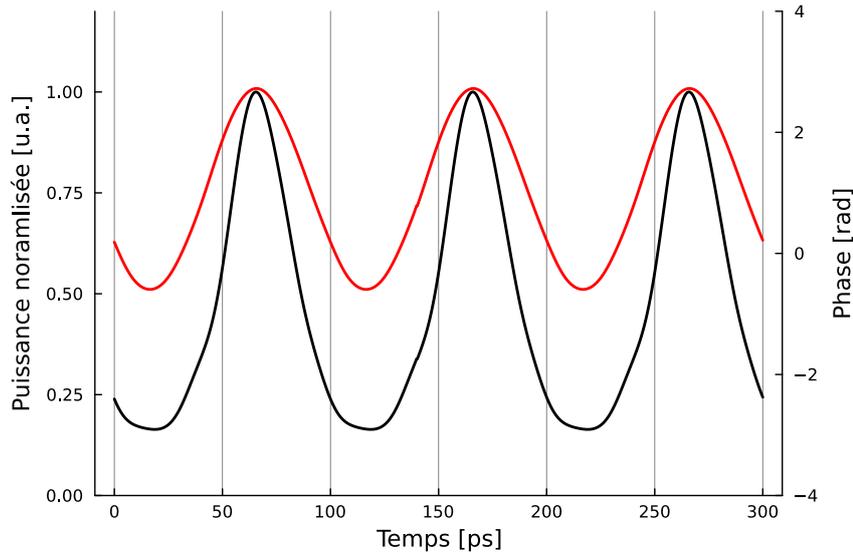


FIGURE 2.11 – Reconstruction de l'enveloppe complexe du signal dans le domaine temporel. Courbe noire : intensité, courbe rouge : phase.

Nous observons que la courbe d'intensité (noir) présente une période de 100 ps qui correspond bien à une modulation à 10 GHz et contient des formes impulsionnelles dont la durée à mi-hauteur est de 44 ps. La courbe de phase (rouge) présente la même période et une forme modulée, quasi sinusoïdale, dont l'amplitude est de 3.3 radians. Ces deux signaux sont cohérents avec un laser modulé directement et présentant un couplage entre la phase et l'amplitude.

Nous avons enfin accès à nos deux signaux d'intensité et de phase, nécessaires à l'estimation du facteur de Henry. La phase temporelle est proportionnelle au facteur α et au logarithme de l'intensité (équation 2.22), nous traçons l'un en fonction de l'autre sur la figure 2.12.a.

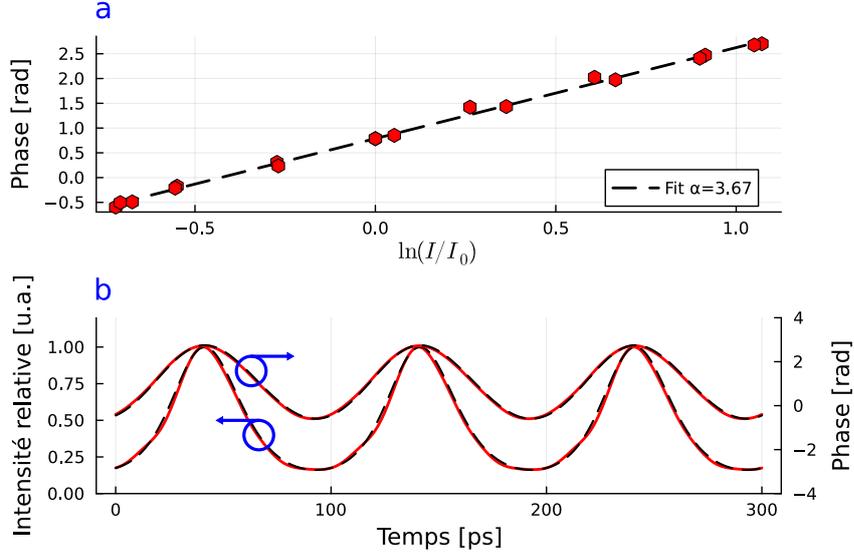


FIGURE 2.12 – Estimation du facteur α par régression linéaire (a.) et comparaison en la simulation ($r = 3$, $m = 0.59$ et $\alpha = 3.66$) et la reconstruction (b.).

Notons que pour tracer les reconstructions de $I(t)$ et $\phi(t)$, nous avons utilisé un nombre de points arbitraire. Cependant, pour mesurer le facteur α sans fausser l'estimation de l'incertitude statistique que nous faisons plus loin, nous échantillons le signal reconstruit à la fréquence minimale autorisée par le théorème de Shannon, tenu compte du nombre de raies spectrales mesurées.

En vertu de ce théorème, la fréquence d'échantillonnage doit être supérieure au double de la largeur spectrale du signal. Le nombre de points échantillonnés dans une période est $N_s = f_s T$, où $T = \frac{1}{F}$ est la période, $f_s > 2(N_l - 1)F$ est la fréquence d'échantillonnage, F la fréquence de répétition du signal et N_l le nombre de lignes spectrales dans le spectre complexe reconstruit. Cela revient à respecter la condition : $N_s > 2(N_l - 1)$, c'est-à-dire $N_s \geq 2N_l - 1$. Autrement dit, la résolution temporelle minimale d'échantillonnage du signal est limitée par le nombre de lignes spectrales. Ici nous mesurons 9 raies, on échantillonne donc le signal avec 17 points dans le domaine temporel.

On observe un comportement linéaire de la phase en fonction du logarithme de l'intensité, ce qui confirme la validité de notre modèle (équation 2.22). Dans certains lasers, la phase peut aussi présenter une dépendance linéaire à l'intensité (qu'on appelle "chirp adiabatique") qui vient s'ajouter à la dépendance logarithmique [107]. Le fait que l'on observe bien une dépendance logarithmique nous indique que cet effet peut être négligé

dans notre modèle. Ainsi, l’ajustement d’une droite aux points expérimentaux (phase en fonction du logarithme de l’intensité) représentés sur la figure 2.12.a nous permet de remonter au facteur de Henry. On trouve $\alpha = 3.67$.

Nous comparons les signaux de phase et d’intensité obtenus par reconstructions à ceux que nous fournit la simulation du laser (voir figure 2.12.b). Nous connaissons la valeur du taux de pompage et du facteur de Henry, seul le taux de modulation reste à déterminer, c’est ici un paramètre libre. En effet, on ne connaît pas précisément la relation entre le taux de modulation et la puissance de modulation. Bien que la diode laser soit adaptée 50Ω , des comportements non-linéaires et des pertes en puissance ainsi que des effets de résistances dynamiques en fonction de la fréquence ou du courant sont sources d’incertitudes. Avec le taux de modulation ajusté dans la simulation, on est capable de calculer une résistance équivalente qui permet de respecter la relation $m = \frac{1}{i_0} \sqrt{2P/R}$. Pour cette mesure, on trouve $R = 71 \Omega$.

On trouve un excellent accord entre la reconstruction et la simulation pour un choix de taux de modulation $m = 0.59$. Ce très bon accord confirme non seulement la validité de la modélisation, qui est capable de reproduire la même forme d’onde que la reconstruction pour différentes conditions de modulation (doublement de période par exemple), mais également la validité de la méthode de reconstruction ainsi que l’extraction de la valeur du facteur α .

Nous nous sommes demandé si la méthode de Debeau pouvait reconstruire fidèlement le signal dans le cas particulier du doublement de période. Dans cette configuration, nous avons modulé le laser avec une puissance de 20 dBm et son courant de pompe était de 26 mA. Comme le doublement de période divise par deux la fréquence de répétition du signal, l’écart fréquentiel entre les raies du spectre est de $F = 5$ GHz. En conséquence, nous avons aussi changé la fréquence du signal qui pilote le modulateur du MZM à $\frac{F}{2} = 2.5$ GHz. La reconstruction, l’estimation du facteur α ainsi que la simulation sont représentés sur la figure 2.13.

La reconstruction (figure 2.13.a) permet d’observer une période de 200 ps sur le signal d’intensité et de phase. À partir de celle-ci, la relation entre la phase et le logarithme de l’intensité est tracé sur la figure 2.13.b, et présente un caractère linéaire. Ainsi, la régression linéaire nous permet d’estimer la valeur du facteur de Henry à $\alpha = 3.47$. Ici, il y a plus de points de mesure car le laser est modulé plus fortement que précédemment et le

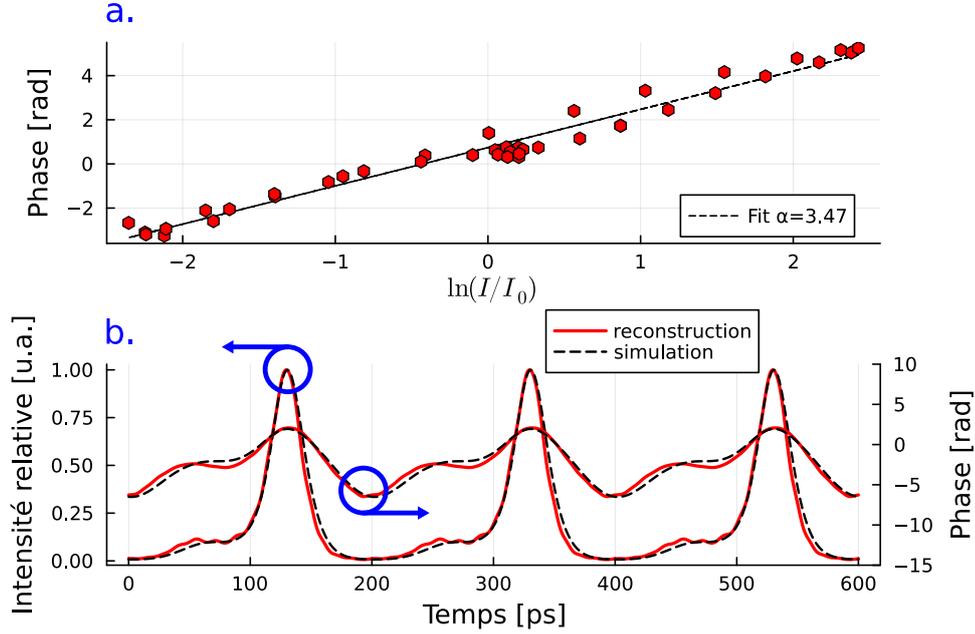


FIGURE 2.13 – Estimation du facteur α par regression lineaire (a.) et comparaison en la simulation ($r = 2$, $m = 1.5$ et $\alpha = 3.47$) et la reconstruction (b.) dans le cas du doublement de periode.

spectre optique du signal presente plus de raies.

Finalement, en tenant compte de cette valeur et en ajustant le taux de modulation à $m = 2$, on trouve un très bon accord entre la simulation et la reconstruction. Ces résultats tendent à montrer qu’une estimation de facteur de Henry est possible même lorsqu’un laser presente des dynamiques peu communes.

Caractérisation systématique Pour l’instant, nous avons illustré la mesure du facteur α par reconstruction du champ optique dans deux cas particuliers de modulation du laser. Il faut maintenant multiplier les mesures, pour vérifier la reproductibilité de la technique et caractériser le comportement du facteur de Henry moyen en fonction du courant de pompage.

Nous avons appliqué la méthode de reconstruction de Debeau pour six différentes valeurs du taux de pompage ($r = 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 3.5, 4.0$) avec une puissance de modulation laser constante, de 12.8 dBm, suffisamment basse pour éviter le doublement

de période et pouvoir garder une fréquence de modulation de 5 GHz sur le modulateur durant toute la campagne de mesure. Pour chaque valeur de r , nous avons répété dix fois la méthode, et ce, sur plusieurs jours afin de vérifier la reproductibilité des résultats.

Les résultats obtenus sont illustrés sur la figure 2.14. Ici, chaque mesure indépendante est représentée par un losange bleu.

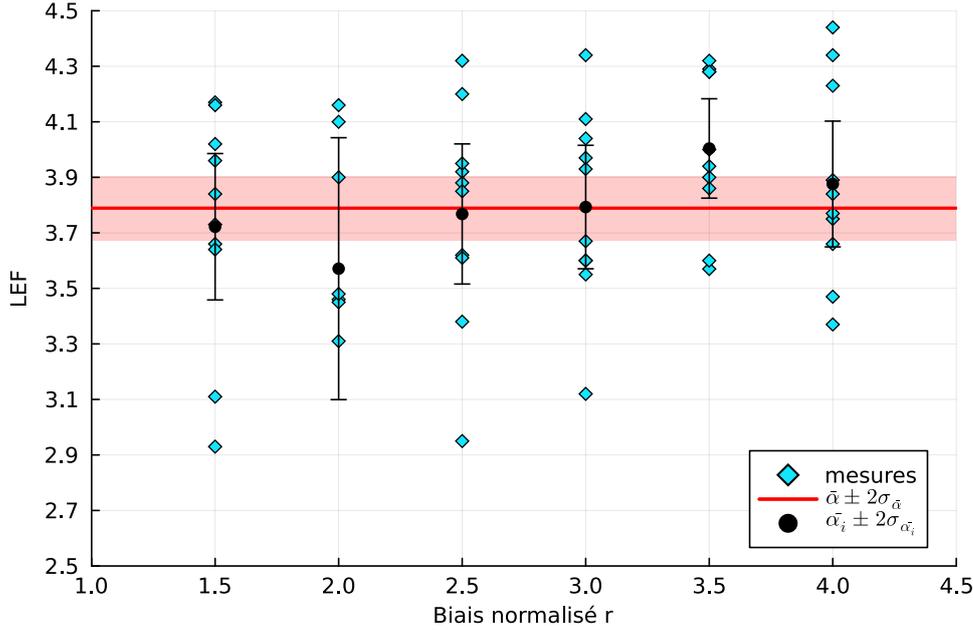


FIGURE 2.14 – Mesures du facteur de Henry en fonction du taux de pompage normalisé r .

Les moyennes des 10 reproductions à chaque valeur de r (points noirs) ne semblent pas montrer de dépendance particulière au courant de pompe, nous considérons donc que le facteur de Henry est constant sur la plage étudiée. La dispersion des mesures est représentée par des barres d'erreur qui correspondent à l'écart-type de la moyenne [108] à 2σ (la valeur moyenne vraie à 95% de chance d'être dans l'intervalle). L'écart-type de la série de mesure faite à $r = 2$ est plus élevé qu'aux autres courants. À ce courant particulier, comme nous l'avons déjà montré, il existe une bifurcation vers un régime de doublement de période. Bien qu'ici nous soyons sous le seuil de l'effet, il n'est pas exclu qu'il existe des instabilités qui ajoutent une gigue temporelle au train d'impulsion et qui dégraderaient la qualité de la reconstruction et donc de l'estimation du facteur α . Nous n'avons pas vérifié cette hypothèse.

La moyenne totale des $6 \times 10 = 60$ mesures (ligne rouge) donne une valeur de $\alpha = 3.79 \pm 0.12$ où 0.12 est l'écart-type (ruban rouge) de la moyenne avec un intervalle de confiance à 95% qui correspond à une incertitude relative de 3%. Cette incertitude est comparable aux autres techniques de mesures de α et devrait pouvoir être améliorée davantage en asservissant la température du modulateur électro-optique afin de rester autour d'une extinction optimale sur la durée de l'expérience.

Afin d'avoir une vérification indépendante de ces résultats et valider cette méthode, nous avons utilisé une autre technique [102], elle aussi basée sur la modulation directe. Contrairement à la méthode que nous avons présentée, elle utilise un modulateur de phase, modulé à la même fréquence que le laser. De plus, elle repose sur l'étude de l'évolution des premières bandes de modulation du laser, à $-F$ et $+F$, en fonction du retard, ce qui implique une modulation faible du laser. Dans cette expérience, nous avons donc utilisé une puissance de -22 dBm.

De cette manière, nous avons mesuré le facteur de Henry pour différentes valeurs de r (voir figure 2.15)

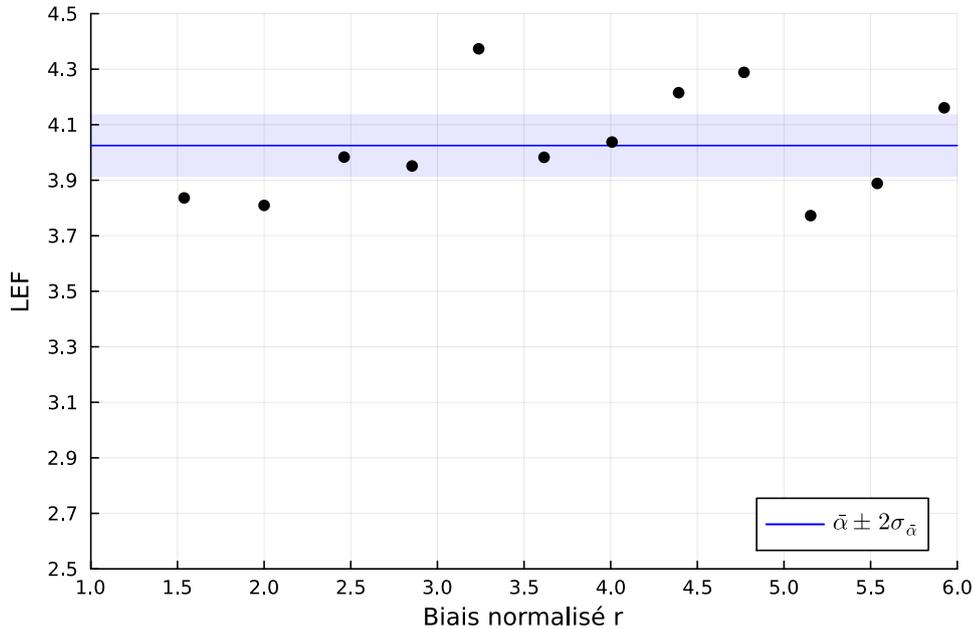


FIGURE 2.15 – Mesures du facteur de Henry en fonction du taux de pompage normalisé r . Technique de J-G Provost et F. Grillot [102]

À l'instar des mesures précédentes, le facteur de Henry ne montre pas de dépendance au courant de pompe. Sa valeur moyenne est ici de 4.02 ± 0.11 soit légèrement supérieure,

avec un écart relatif de 6%. Les deux mesures sont compatibles entre elles (intersection des intervalles), mais de très peu, ce qui semble montrer que la puissance de modulation, très différente dans les deux expériences (-22 et 12.8 dBm) influe légèrement sur la valeur du facteur de Henry. En négligeant cette hypothèse, ces deux expériences donnent un facteur moyen $\alpha = 3.91 \pm 0.08$.

2.3 Conclusions

Nous avons proposé une modélisation de la dynamique des lasers DFB à semi-conducteurs. Grâce à cela, nous avons pu mesurer les temps de vie caractéristiques d'un laser afin de pouvoir effectuer des simulations. Nous avons ensuite développé le concept de modulation directe et les différents comportements qu'un laser peut montrer dans ce cas, comme le doublement de période.

La reconstruction du champ complexe de l'enveloppe du signal laser nous a permis de procéder à l'estimation du facteur α dans notre laser, et ce, avec une précision de 3%. La technique est relativement simple à mettre en place, et nécessite du matériel courant dans un laboratoire d'opto-électronique. À notre connaissance, nous sommes les premiers à avoir utilisé la méthode de reconstruction proposée par J. Debeau pour mesurer le facteur de Henry d'un laser DFB à semi-conducteur. Ce travail a donc fait l'objet d'une publication, qui est proposée à la suite de ce chapitre.



Determination of the linewidth enhancement factor of semiconductor lasers by complete optical field reconstruction

BRIAN SINQUIN*  AND MARCO ROMANELLI

University of Rennes, CNRS, Institut FOTON, UMR 6082, F-35000 Rennes, France

*Corresponding author: brian.sinquin@univ-rennes1.fr

Received 20 December 2022; revised 11 January 2023; accepted 11 January 2023; posted 11 January 2023; published 1 February 2023

We show that the method of complete optical field reconstruction introduced by Debeau *et al.* [Opt. Lett. 23, 1784 (1998)] allows a precise determination of the linewidth enhancement factor (LEF) of semiconductor lasers. We determine experimentally the LEF with 3% uncertainty. The method is rather simple and reliable, and is of interest in the context of microwave photonics. While particularly adapted to actively modulated devices, the proposed approach can in principle be applied to any laser exhibiting a time-periodic behavior. © 2023 Optica Publishing Group

<https://doi.org/10.1364/OL.483776>

Several important applications, such as high-speed data telecommunication systems [1], direct-modulation optoelectronic oscillators [2,3], or optical sampling with gain-switched pulses [4], require operating semiconductor lasers under high-frequency modulation of the pump current. A crucial parameter to model and predict the behavior of semiconductor lasers under such operating conditions is the linewidth enhancement factor (LEF), typically indicated as α [5]. LEF quantifies the relation of phase fluctuations to intensity fluctuations, and plays an important role in many effects, such as linewidth enhancement, frequency chirp during pulsed operation, sensitivity to optical feedback, etc. [6]. A recent example of its ubiquitous occurrence in semiconductor laser physics is, for instance, its role in quantum-cascade laser frequency combs [7]. A reasonably precise knowledge of the α value is thus very important for predicting the behavior of a given laser. The measurement of α is notoriously quite tricky, and many different methods have been proposed, based on spectral measurements, small or large signal modulation, optical injection or optical feedback, etc. In Ref. [8], up to 11 different methods are listed, and several references to many of the existing techniques are given also in Refs. [9,10].

On the other hand, specific techniques, adapted to “long” pulses (of the order of 10s of picoseconds) with high repetition rates (gigahertz range) of interest in optical networks, have been developed for the complete characterization of optical fields [11–13]. These techniques allow the reconstructing of the temporal variations $I(t)$ and $\phi(t)$ of the optical intensity and phase, respectively. It has been recognized that, using these methods, one can also extract the LEF with good precision. For instance, Consoli *et al.* [10] have used phase reconstruction using optical

ultrafast differentiation (PROUD) [12] to obtain the LEF of gain-switched distributed-feedback (DFB) lasers and vertical-cavity surface-emitting lasers (VCSELs). The method introduced in Ref. [11], that we will indicate from now on as Debeau’s method, has been recently used to measure the chirp of Mach–Zehnder modulators (MZMs) [14] and of pulses amplified by quantum dash semiconductor optical amplifiers (SOAs) [15] but, to the best of our knowledge, it has never been applied to the precise determination of the LEF of strongly modulated semiconductor lasers, even if it is particularly well suited for this situation.

In this paper we show that Debeau’s method of optical pulse reconstruction is effective for the accurate determination, within a few percent, of the LEF of semiconductor lasers, and therefore represents a valuable alternative to other techniques. Debeau’s method is particularly appealing in the context of microwave photonics and of optical generation of radio frequency (RF) waveforms [16], because it requires techniques and equipment typical of this field and can be implemented rather straightforwardly. With respect to Ref. [12], Debeau’s method has the advantage of relying on spectral measurements, thus avoiding the need of time-resolved measurements of the pulse intensity profile. Furthermore, it is based on relative measurements, and thus does not require cumbersome calibrations. The paper is organized as follows. First, we briefly revise, for self-consistency and clarity, Debeau’s method [11]. Then, experimental results are presented and discussed.

The principle of the method used for pulse reconstruction is sketched in Fig. 1. It is of rather simple implementation, as it requires high-frequency modulation of the pump current of the laser under study, a MZM, a RF variable delay line, and an optical spectrum analyzer (OSA). The principle is as follows. The optical field at the output of the MZM is $E_{out} = \frac{1}{2}[1 + \exp(i\phi)]E_{in}$. The MZM is biased at the extinction point and driven by an RF synthesizer at half the repetition frequency F of the pulse train, so that ϕ reads $\phi(t) = \pi + \phi_m \cos[2\pi\frac{F}{2}(t - \tau)]$, where τ is controlled by the RF variable delay line.

For a monochromatic input field $E_{in} = E_0 e^{i\phi_0} e^{i2\pi f_0 t}$ and small modulation amplitude ϕ_m we would get an output field

$$E_{out} = -\frac{i}{4}\phi_m|E_0|e^{i2\pi(f_0-F/2)t}e^{i(\phi_0+\pi F\tau)} - \frac{i}{4}\phi_m|E_0|e^{i2\pi(f_0+F/2)t}e^{i(\phi_0-\pi F\tau)}, \quad (1)$$

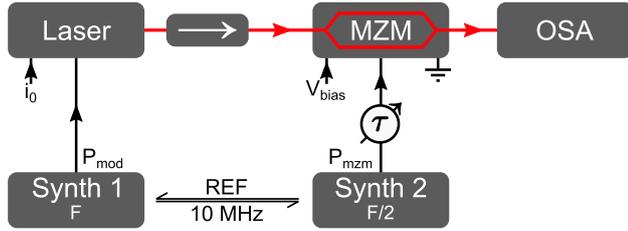


Fig. 1. Experimental setup.

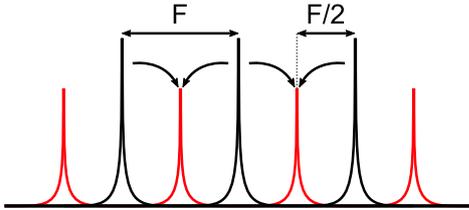


Fig. 2. Principle of the method, illustrated for an input field composed of three frequencies separated by F . The output field exiting from the MZM has in this case two central frequencies, produced by the sidebands interference, carrying the information about spectral phases of the input field.

constituted of two spectral lines at frequencies $f_0 - F/2$ and $f_0 + F/2$, respectively, with different spectral phases, controlled by the variable delay τ .

For a multifrequency input field, the situation is sketched schematically in Fig. 2: the spectrum of the output field is composed of lines separated by F , and each of these lines (except the first and the last) is the superposition of two sidebands originating from two consecutive lines of the input spectrum.

For an input field $E_{in}(t)$ in the form

$$E_{in}(t) = \sum_{k=0}^N |E_k| e^{i\phi_k} e^{i2\pi(f_0+kF)t}, \quad (2)$$

with f_0 being the lowest frequency in the input spectrum, the output of the MZM can be written, by making use of Eq. (1) for each frequency component and rearranging the terms:

$$E_{out} = |E_0| e^{i2\pi(f_0-F/2)t} e^{i(\phi_0+\pi F\tau)} + \sum_{k=0}^{N-1} [|E_k| e^{i(\phi_k-\pi F\tau)} + |E_{k+1}| e^{i(\phi_{k+1}+\pi F\tau)}] e^{i2\pi(f_0+kF+F/2)t} + |E_N| e^{i2\pi(f_0+NF+F/2)t} e^{i(\phi_N-\pi F\tau)}. \quad (3)$$

It results that, ignoring the extreme lines at $f_0 - F/2$ and at $f_0 + NF + F/2$, the output field can be written as

$$E_{out} = \sum_{k=0}^{N-1} B(k, \tau) e^{i2\pi(f_0+kF+F/2)t}. \quad (4)$$

The power of the frequency component $f_0 + kF + F/2$ of the spectrum of E_{out} is, thus,

$$|B(k, \tau)|^2 = |E_k|^2 + |E_{k+1}|^2 + 2|E_k||E_{k+1}| \cos(\phi_{k+1} - \phi_k + 2\pi F\tau). \quad (5)$$

Equation (5) is the cornerstone of Debeau's method. Each coefficient $|B(k, \tau)|^2$ is expected to display a sinusoidal variation when the RF delay τ is changed. From such variation the spectral phase differences $\phi_{k+1} - \phi_k$ can be inferred. Proceeding

recursively, all the phases ϕ_k can be obtained, with the phase ϕ_0 of the first line taken as a reference. Since the spectral powers $|E_k|^2$ are easily measured with a high-resolution OSA, one has a complete knowledge of the spectral amplitudes and phases, from which one can reconstruct the time-domain behavior $E_{in}(t)$ using Eq. (2).

We apply the above method to a InGaAsP/InAs DFB laser (Gooch & Housego, AA0701) emitting at $1.55 \mu\text{m}$. The bias current and the temperature of the laser are set using a laser diode controller (ILX Lightwave LDC-3900). A strong modulation at 10 GHz, provided by a RF synthesizer (Rohde & Schwartz SMF 100A), is added to the laser bias current through an internal bias tee. A second RF synthesizer (Rohde & Schwartz SMB 100A), whose internal 10 MHz clock is phase-locked to the first one, drives a LiNbO₃ MZM (iXblue Photonics MXAN-LN-10) at half the pulse repetition frequency. A variable RF delay is introduced using a coaxial phase-shifter (Narda model 3752, 4°/GHz). The optical spectrum is then measured with a high-resolution OSA (Apex Technologies AP2083A) using a resolution bandwidth (RBW) of 400 MHz. This value of the RBW results from a compromise between the need for separating the spectral lines, and the need for integrating over the fluctuations of the optical frequency of the laser. The MZM is driven at a power $P_{mzm} = 4.5 \text{ dBm}$ in order to fulfil the low modulation criterion that permits us to use Eq. (1). This corresponds to $\phi_m = \pi \frac{\sqrt{2RP_{mzm}}}{V_\pi} = 0.28 \ll 2\pi$ with $V_\pi = 6 \text{ V}$. To illustrate the method, we drive the laser with a DC current of $i_0 = 39 \text{ mA}$ and a RF modulation power of $P_{mod} = 12.8 \text{ dBm}$ at a frequency of 10 GHz.

Two experimentally recorded optical spectra, such that the phase delay $\Delta\theta = 2\pi F\tau$ is equal to 0° and 100° , respectively, are shown in Fig. 3(a). It is apparent that the amplitudes of the spectral lines varies with θ , because of the interference of the two sidebands originating from different spectral lines of the input field. Figure 3(b) shows $|B(k, \tau)|^2$ as a function of the delay for a particular line. The sinusoidal variation expected from Eq. (5) is well verified and a fit allows retrieving the corresponding initial phase, i.e. the spectral phases difference $\phi_{k+1} - \phi_k$. Doing the same for all the spectral lines, we are able to retrieve all the spectral phases, and to reconstruct the time variations of $I(t)$ and $\phi(t)$ shown in Fig. 3(c).

Once the complete characterization of the optical field is available, we are able to deduce the phase-amplitude coupling in the laser. To do so, we assume that I and ϕ satisfy the standard rate equations [17]

$$\frac{dI}{dt} = NI, \quad (6)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{1}{2}\alpha N, \quad (7)$$

$$\frac{dN}{dt} = \epsilon [J(t) - 1 - N - (1 + N)I], \quad (8)$$

where N is the population inversion, $J(t)$ the pump parameter, $\epsilon = \frac{\tau_c}{\tau_N}$ the ratio of the cavity and population lifetimes, and time t is in units of τ_c . Under pump current modulation, $J(t)$ is expressed as follows:

$$J(t) = r(1 + m \cos(2\pi Ft)), \quad (9)$$

with $r = i_0/i_{th}$ being the bias current normalized to threshold and $m = \frac{1}{i_0} \sqrt{2P_{mod}/R_{las}}$ the modulation index with $R_{las} = 71\Omega$. If

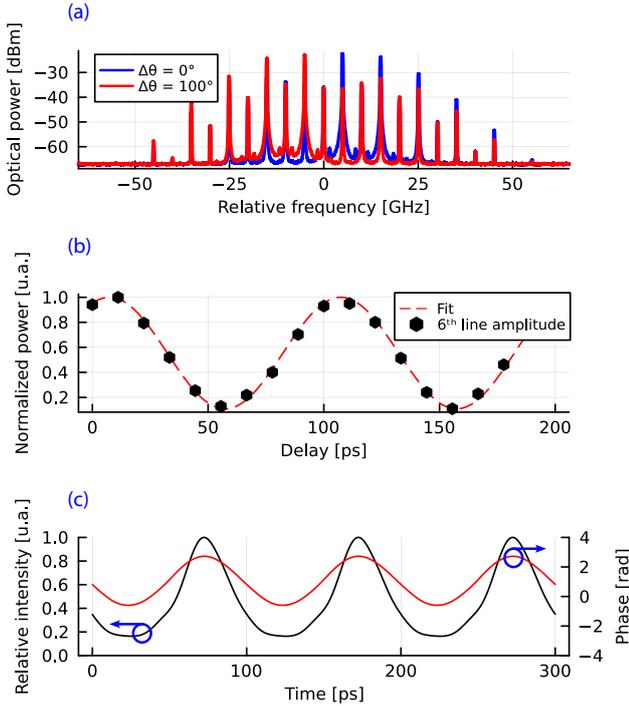


Fig. 3. (a) Recorded optical spectra for $\Delta\theta = 2\pi F\tau = 0^\circ$ and 100° , respectively. (b) Power of the sixth spectral line $|B(5, \tau)|^2$ plotted as a function of τ . (c) Reconstructed time traces of the intensity $I(t)$ and phase $\phi(t)$.

$J(t) < 0$, we set $J(t) = 0$, as the laser behaves like a diode when a reverse voltage is applied. From Eqs. (6) and (7) it follows that

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\alpha}{2I} \implies \phi(t) = \phi_0 + \frac{\alpha}{2} \ln\left(\frac{I(t)}{I_0}\right). \quad (10)$$

This result is checked in Fig. 4(a). Since the reconstruction is performed measuring nine spectral lines, we have sampled 17 points, equally spaced in time, from the reconstructed time traces of Fig. 4(b). In general, if $N + 1$ spectral lines are measured, then the largest accessible frequency component in the Fourier expansion of $I(t)$ and $\phi(t)$ is $f_{max} = NF$, according to Eq. (2). In the time domain this implies, as a consequence of the Nyquist–Shannon theorem, that the sampling time that must be strictly lower than $\frac{1}{2NF}$, i.e. that one must sample more than $2N$ points per period to reconstruct correctly the waveform. It is seen that the reconstructed $\phi(t)$ is indeed proportional to $\ln(I(t))$. This allows extracting a value for the LEF with good precision: $\alpha = 3.67 \pm 0.19$. Here 0.19 is equal to 2σ , i.e. the standard deviation at 95% confidence interval [18]. When this value is plugged in the rate Eqs. (6)–(8), the calculated time-domain variations for $I(t)$ and $\phi(t)$ are in good agreement with the reconstructed ones [Fig. 4(b)]. Thus, the assumption that the modeling expressed by Eqs. (6)–(8) is accurate enough to capture precisely the laser dynamics is also validated, at least under the operating conditions of the experiment. In particular, we have verified that the inclusion of an extra term in Eq. (7) to account for adiabatic chirp [19] is not necessary in our working conditions. The lifetimes $\tau_I = 5$ ps and $\tau_N = 180$ ps used in the simulations have been deduced from an independent measurement of the laser transfer function [20]. Having checked the consistency of the method, we have proceeded to a systematic

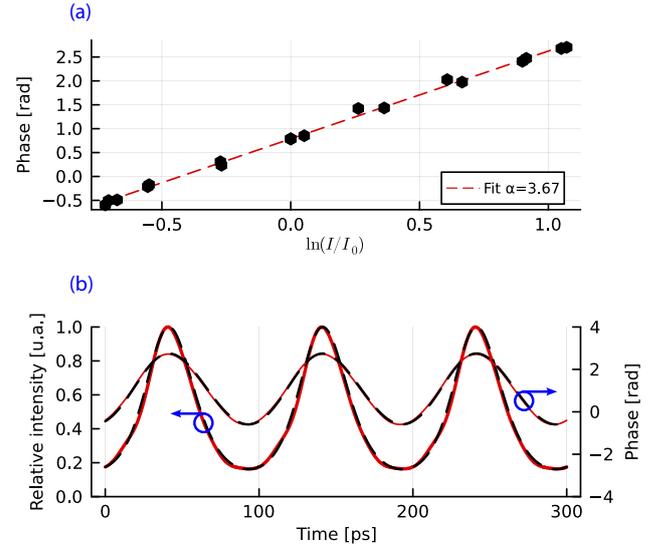


Fig. 4. (a) Plot of $\phi(t)$ as a function of $\log(I(t))$. (b) Reconstructed (full lines) versus simulated (dashed lines) $I(t)$ and $\phi(t)$. The simulation uses Eqs. (6)–(8), with $\alpha = 3.67$, $r = 3$, $m = 0.59$, $\epsilon = 0.028$.

series of measurements for different values of the pump factor r ($r = 1$ corresponds to the laser threshold $i_{th} = 13$ mA) and with a constant RF modulation power $P_{mod} = 12.8$ dBm. For each value of r , we have done 10 measurements, on different days, to check the long-term reproducibility of the results. It turns out that it is important to make sure that the MZM is always correctly biased at the extinction point. The MZM we used was subject to small drifts of the bias voltage, presumably due to thermal effects, that could sensibly affect the results if not corrected. The use of a MZM with active bias control should enhance the overall stability of the experiment and, thus, the precision of the final LEF estimation.

The results of the measurements are shown in Fig. 5. The LEF does not seem to exhibit any clear trend with respect to r . These results are consistent with a constant α factor, whose value taking into account all the measurements is $\alpha = 3.79 \pm 0.12$, where 0.12 is the standard deviation of the mean (SDM) at 95% confidence [18], i.e. a relative uncertainty of 3%. In order to have an independent check of our results, we have also measured α implementing a different method, based on small-signal modulation and on the use of a Mach–Zehnder interferometer as an optical discriminator [9]. In this case we measured the LEF for 12 different values of r and found $\alpha = 4.02 \pm 0.11$. The two results are consistent (and may be combined to further refine the estimate for α , giving $\alpha = 3.91 \pm 0.08$).

In Fig. 5, it can be noticed that the SDM of the measurement at $r = 2$ is larger than at other points. This may be caused by the fact that, for $r = 2$, we encounter a dynamical instability leading to period doubling [21]. We speculate that, close to the instability threshold, the pulse train may have a significant timing jitter, affecting the precise determination of the spectral phases. A more careful characterization would be needed to precisely elucidate this point. However, the proposed method works quite well also when the gain-switching regime is accompanied by the period-doubling instability. In this case, the pulse repetition frequency is 5 GHz, so that the MZM is driven at 2.5 GHz.

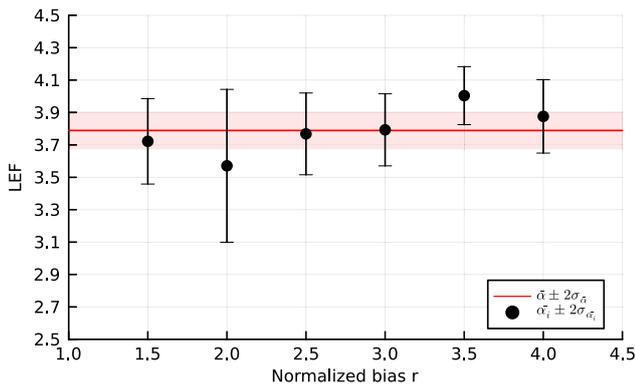


Fig. 5. Measured values of the LEF as a function of the normalized bias current r .

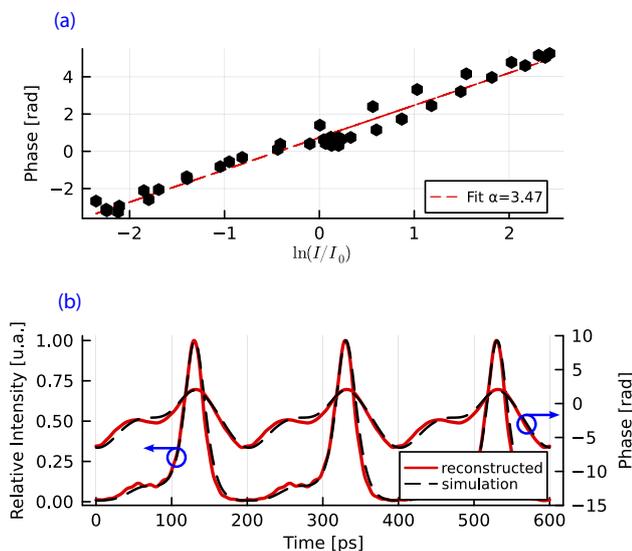


Fig. 6. (a) Plot of $\phi(t)$ as a function of $\ln(I(t))$, for $i_0 = 26$ mA ($r = 2$). (b) Reconstructed (full lines) versus simulated (dashed lines) $I(t)$ and $\phi(t)$. The simulation uses Eqs. (6)–(8), with $\alpha = 3.47$, $r = 2$, $m = 1.5$, $\epsilon = 0.028$.

From Fig. 6(a), one can see that, as in Fig. 4(a), the reconstructed temporal phase $\phi(t)$ is proportional to $\ln(I(t))$. There are more points than in Fig. 4(a) because the optical spectrum is broader. The extracted value of the LEF is $\alpha = 3.47 \pm 0.13$. When this value is inserted in Eqs. (6)–(8) we again find, in this specific case, a good agreement between the model and the reconstructed signal in Fig. 6(b).

In summary, we have shown that the pulse measurement method introduced in Ref. [11] allows a precise determination of the α factor of a semiconductor laser. The method is robust and of rather simple implementation, and particularly appealing in the context of microwave photonics. We could measure α with a relative uncertainty of 3%. One advantage of this method is that α can be determined directly in the operating condition of inter-

est. Debeau's method is well suited for high repetition rates and short pulse trains as the measurements are done in the spectral domain. On the contrary, time-domain methods such as PROUD [10] are more suited for slower repetition rates and longer pulses, provided that the photodiode has enough bandwidth. As is the case of other methods such as Ref. [10], the method outlined here is not limited to directly modulated gain-switched lasers, but can in principle be applied to any situation in which the laser exhibits a time-periodic behavior. Indeed, in the case of self-pulsing lasers that are not actively modulated, the RF signal at frequency F could be obtained by detecting the pulse train with a fast photodiode, followed by suitable electronic filtering and amplification. Finally, we note that the proposed method is rather accurate even when the number of frequencies in the optical spectrum is not very high, as shown in Figs. 3 and 4.

Disclosures. The authors declare no conflicts of interest.

Data availability. Data underlying the results presented in this paper are not publicly available at this time but may be obtained from the authors upon reasonable request.

REFERENCES

1. Y. Matsui, R. Schatz, D. Che, F. Khan, M. Kwakernaak, and T. Sudo, *Nat. Photonics* **15**, 59 (2021).
2. C. D. Mu noz, M. Varón, F. Destic, and A. Rissons, *Opt. Express* **28**, 34860 (2020).
3. B. Sinquin, M. Romanelli, S. Bouhier, L. Frein, M. Alouini, and M. Vallet, *J. Lightwave Technol.* **39**, 7788 (2021).
4. H. Ohta, S. Nogiwa, Y. Kawaguchi, and Y. Endo, *Electron. Lett.* **36**, 737 (2000).
5. C. Henry, *IEEE J. Quantum Electron.* **18**, 259 (1982).
6. K. Petermann, *Laser Diode Modulation and Noise*, Vol. 3 (Springer Science & Business Media, 1991).
7. N. Opačak, F. Pilat, D. Kazakov, S. Dal Cin, G. Ramer, B. Lendl, F. Capasso, and B. Schwarz, *Optica* **8**, 1227 (2021).
8. T. Fordell and A. M. Lindberg, *IEEE Photonics Technol. Lett.* **20**, 667 (2008).
9. J.-G. Provost and F. Grillot, *IEEE Photonics J.* **3**, 476 (2011).
10. A. Consoli, B. Bonilla, J. M. G. Tijero, and I. Esquivias, *Opt. Express* **20**, 4979 (2012).
11. J. Debeau, B. Kowalski, and R. Boittin, *Opt. Lett.* **23**, 1784 (1998).
12. F. Li, Y. Park, and J. Aza na, *Opt. Lett.* **32**, 3364 (2007).
13. D. A. Reid, S. G. Murdoch, and L. P. Barry, *Opt. Express* **18**, 19724 (2010).
14. M. J. Connelly, J. Romero-Vivas, A. Meehan, and L. Krzcanowicz, *Opt. Laser Technol.* **121**, 105783 (2020).
15. M. J. Connelly, J. Romero-Vivas, P. Morel, A. Sharaiha, F. Pomereau, and C. Fortin, *Opt. Quantum Electron.* **55**, 36 (2023).
16. J. Yao, *J. Lightwave Technol.* **27**, 314 (2009).
17. S. Wieczorek, B. Krauskopf, T. Simpson, and D. Lenstra, *Phys. Rep.* **416**, 1 (2005).
18. J. Taylor, *Introduction to Error Analysis, the Study of Uncertainties in Physical Measurements* (University Science Books, 1997).
19. R. Tucker, *IEEE Trans. Electron Devices* **32**, 2572 (1985).
20. T. Erneux and P. Glorieux, *Laser Dynamics* (Cambridge University Press, 2010).
21. L. Chusseau, E. Hemery, and J.-M. Lourtioz, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 822 (1989).

OSCILLATEUR OPTOÉLECTRONIQUE À MODULATION DIRECTE

3.1 Introduction

Ce chapitre présente la mise en place de deux Oscillateurs Optoélectroniques à modulation directe (**DMOEO** : Direct-Modulation OEO), à boucle unique, puis à double boucle. Nous commençons par décrire le principe de fonctionnement de ces dispositifs et la modélisation de leur bruit de phase. Ensuite, nous présentons la mise en place expérimentale de ces architectures de DMOEO. Nous détaillons finalement les résultats expérimentaux obtenus.

3.2 Contexte

Dans les architectures classiques d'OEO à ligne à retard, un modulateur d'intensité externe (typiquement un MZM) assure deux fonctions principales nécessaires à l'oscillation : la transduction du signal électrique vers le domaine optique ainsi que la saturation du gain de boucle. Comme nous l'avons décrit dans le premier chapitre, ces architectures ont été très largement étudiées, sont les plus répandues.

Une alternative naturelle à la modulation externe est l'usage de la modulation directe du laser pour assurer la fonction de transduction de l'onde RF sur la porteuse optique à 1550 nm. On peut raisonnablement affirmer que c'est l'architecture d'OEO la plus simple [69]. Outre le gain en compacité par l'économie d'un composant, cette architecture ouvre la perspective d'une intégration complète sur puce photonique. En effet, cela est difficilement réalisable, encore aujourd'hui, quand il s'agit d'allier les matériaux de guidage, les semi-conducteurs et les matériaux électro-optiques (LiNbO₃ des MZM) sur un même

substrat.

Les premières études traitant des DMOEO datent de la même époque que les OEO classiques [109] mais ont cependant bien moins été explorés pour la génération de signaux spectralement purs. On retrouve notamment de nombreuses études sur la dynamique non-linéaire de ce type de système [110, 111, 112, 113]. Certains de ces travaux (par exemple [109]) évoquent cependant l'intérêt de tels systèmes à rétroaction optoélectronique pour la génération de signaux hautes fréquences.

Plus récemment, plusieurs groupes ont présenté des architectures de DMOEO pour la génération de signaux micro-ondes stables. Certains de ces travaux allient l'injection optique [114] ou la rétro-injection optique [115, 116] à la modulation directe pour réduire le bruit de fréquence du laser et le bruit de phase du signal micro-onde. D'autres travaux se servent de la modulation directe uniquement [73, 74] et se rapprochent des travaux que nous présentons dans la suite de ce chapitre.

3.3 Principe

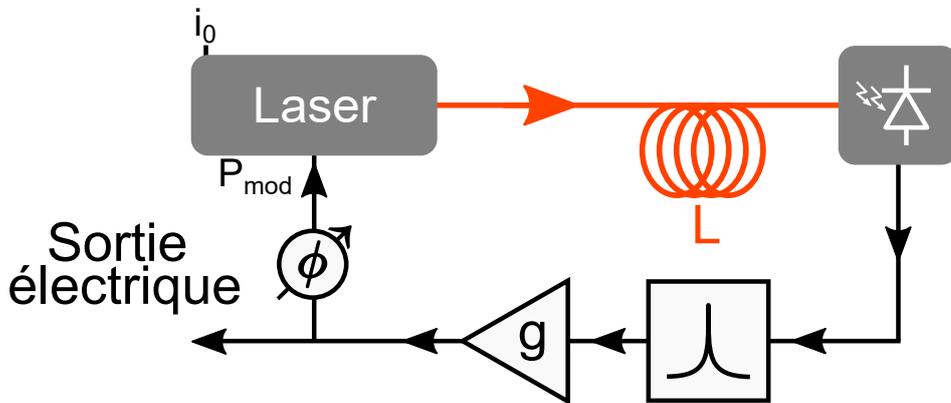


FIGURE 3.1 – Schéma de principe d'un OEO à modulation directe.

Le montage illustré par la figure 3.1 est un oscillateur électronique à retard optique où la rétroaction optoélectronique est effectuée directement sur le courant d'alimentation du laser.

Le signal en sortie de laser se propage le long d'une fibre optique kilométrique, avant d'être détecté par une photodiode. Le signal électrique ainsi généré est ensuite filtré par un filtre électrique étroit, puis amplifié avant d'être réinjecté sur l'entrée de modulation du laser. Une partie de ce signal est prélevée pour analyse ou pour l'application d'intérêt, c'est le signal "utile". Ainsi, lorsque le système est correctement dimensionné et optimisé, seuls les modes de boucle présents dans la bande du filtre ayant suffisamment de gain peuvent atteindre un régime d'oscillation stable. Ce signal stable présentera a priori un très bon bruit de phase comme ceux observés dans les architectures basées sur la modulation externe (voir chapitre 1).

Conditions d'oscillations

Comme dans le cas des OEO à modulation externe, il faut respecter le critère d'oscillation de Barkhausen. À l'issue d'un tour de boucle, le signal (le champ électrique) doit être identique à son état initial. Cela implique que les pertes subies doivent être compensées par le gain et que le déphasage de boucle soit 2π -périodique.

Afin d'atteindre le régime oscillant, un élément saturant est nécessaire afin de maintenir une amplitude finie au signal. Bien qu'un laser puisse présenter une saturation à la fréquence d'oscillation voulue à partir d'une certaine puissance d'excitation, on préfère utiliser la saturation des amplificateurs RF afin de ne pas endommager la source optique. En effet, la puissance de sortie d'un amplificateur saturé est fixe et connue et l'on peut ainsi ajuster la puissance maximale (à l'aide d'atténuateurs électriques fixes) en entrée de modulation du laser.

Un laser à semi-conducteur se comporte comme une diode et présente une relation courant/tension décrite par la loi de Shottky. Il présente ainsi une tension de claquage (Reverse/Breakdown voltage) ainsi qu'un courant de pompage limite au-delà desquels le composant est détruit. Il est donc nécessaire, au courant de biais considéré, d'adapter la puissance de modulation de sorte que la tension crête aux bornes de la diode laser ne dépasse pas ces limites.

Pour assurer l'auto-entretien de l'oscillation, le gain saturé de l'amplificateur doit compenser les pertes de transmission provenant du domaine optique et du domaine électrique. On peut calculer l'expression qui donne la puissance électrique mesurée en sortie de boucle en fonction de la puissance fournie en entrée de modulation du laser. Pour

cela, nous devons prendre en compte l'efficacité quantique du laser η_l , la sensibilité de la photodiode η_p ainsi que leur réponse spectrale respective $H_l(\omega)$ (équation 2.13) et $H_p(\omega)$. De manière générale, la réponse spectrale d'une photodiode est celle d'un filtre passe bas du premier ordre dont la bande passante est définie comme la fréquence où l'efficacité de conversion est à -3 dB (en puissance) de l'efficacité statique (signal continu). On considère également l'existence de pertes optiques κ_o et électriques κ_e . On note g_e le gain électrique et g_e^{sat} le gain électrique saturé.

La puissance optique P_{RF}^{opt} à une fréquence ω et une puissance P_{RF}^{in} de modulation peut s'écrire :

$$P_{RF}^{opt} = \eta_l H_l(\omega) \sqrt{\frac{2P_{RF}^{in}}{R}} \quad (3.1)$$

Le courant i_{det} produit par la photodiode est proportionnel à cette puissance optique qui peut avoir subi des pertes sur le canal de transmission. On trouve :

$$i_{det} = \eta_p H_p(\omega) \cdot \kappa_o P_{RF}^{opt} \quad (3.2)$$

Ce signal électrique est filtré et amplifié, on a sciemment ignoré la composante continue du signal optique et du courant car celui-ci est coupé à l'aide d'un composant capacitif (DC-Block) de sorte à maximiser le gain du signal alternatif. Après amplification, le signal est filtré par un filtre passe-bande étroit décrit par la fonction de transfert $H_f(\omega)$. En considérant des pertes électriques, la puissance de sortie de la ligne de transmission s'écrit :

$$P_{RF}^{out} = g_e \cdot \kappa_e \cdot H_f(\omega) \frac{1}{2} R \cdot i_{det}^2 \quad (3.3)$$

On trouve finalement la relation entre la puissance électrique en sortie de système et la puissance de modulation du laser :

$$P_{RF}^{out} = g_e \cdot \kappa_e \cdot H_f(\omega) (\kappa_o \cdot \eta_p \eta_l \cdot H_p(\omega) H_l(\omega))^2 \cdot P_{RF}^{in} \quad (3.4)$$

On a ici supposé que l'impédance du laser, de la photodiode et des autres composants électroniques est adaptée à $R = 50 \Omega$.

On observe que la transmission de puissance électrique présente une dépendance quadratique aux termes optiques et linéaire aux termes électriques. Pour économiser le besoin

d'amplification il faut donc d'abord minimiser les pertes optiques et utiliser des sources laser et des photodiodes aussi efficaces que possible.

Le système est stable lorsque $P_{RF}^{in} = P_{RF}^{out}$, c'est-à-dire lorsque le gain est saturé $g_e = g_e^{sat}$. On peut ainsi quantifier le gain saturé dont on a besoin :

$$g_e^{sat} = \left[\kappa_e \cdot H_f(\omega) \cdot (\kappa_o \cdot \eta_p \eta_l \cdot H_p(\omega) H_l(\omega))^2 \right]^{-1} \quad (3.5)$$

Cette équation est valide pour un régime de faible modulation et pour un signal optique ne saturant pas ou peu la photodiode, c'est à dire lorsque la réponse en puissance est linéaire. En effet, pour un régime de plus forte modulation, les non-linéarités du laser distordent le signal et transfèrent une partie de la puissance de la fréquence d'oscillation vers ses harmoniques [117, 118]; le laser devient donc moins efficace à cette fréquence.

À titre d'exemple, on peut calculer le gain minimal (le gain saturé) nécessaire pour atteindre les conditions d'oscillations dans un cas idéal. On considère ici que la fréquence de modulation est à la fréquence centrale du filtre électrique, qui transmet l'intégralité du signal. On suppose également que l'efficacité du laser et la sensibilité de la photodiode à cette fréquence sont données par $\eta_l H_l(\omega_0) = 0.2$ mW/mA et $\eta_p H_p(\omega_0) = 0.8$ mA/mW, respectivement. Par ailleurs, nous considérerons que la réponse spectrale du laser est plate autour de cette fréquence, car la bande de filtrage électrique est très fine (quelques MHz) par rapport à la largeur de la réponse laser à la fréquence de relaxation (quelques GHz).

Finalement, en considérant uniquement des pertes optiques issues de la propagation dans une fibre de 5 km (0.2 dB/km), on trouve un gain $g_e^{sat} = 18$ dB (amplification d'un facteur proche de 62). Il est parfois nécessaire de réduire l'intensité optique en entrée de photodiode afin de ne pas la saturer trop fortement, cela peut avoir un impact important sur les pertes dans le domaine électrique.

Pour moduler le laser, on choisit un courant de biais central, entre le courant de seuil et le courant d'alimentation maximal. On choisit ensuite la puissance de modulation maximale de manière à ne pas dépasser ces deux limites. Ce réglage nous empêche en principe d'utiliser la valeur du courant d'alimentation pour moduler la puissance optique maximale perçue par la photodiode. On utilisera plutôt l'atténuation optique, par exemple à l'aide d'un coupleur optique afin d'ajuster la puissance moyenne perçue par la photodiode.

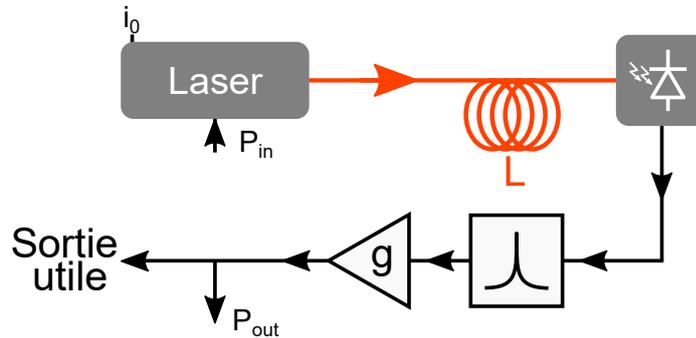


FIGURE 3.2 – Schéma de l'OEO en boucle ouverte.

Dans la pratique on mesure expérimentalement les pertes totales à compenser ainsi que la saturation du système, cela nous permet d'estimer la puissance de modulation du laser lorsque l'OEO est dans un régime stable.

Pour ce faire, on mesure la puissance de sortie de la boucle (ouverte) en fonction de la puissance d'entrée (voir figure 3.2). On considère que l'entrée est le port de modulation du laser et que la sortie se situe après l'amplificateur et après avoir prélevé le signal utile.

La figure 3.3) illustre le principe de la saturation du gain. On y observe toute une région (sur la courbe rouge) où le gain est constant jusqu'à une certaine puissance, il commence ensuite à diminuer jusqu'à ce que la puissance de sortie ne dépende plus de la puissance d'entrée. On appelle **P1dB** la puissance de sortie qui est de 1 dB inférieure à une amplification non-saturée (courbe pointillée noire), elle indique le début de la saturation de l'amplificateur.

Le gain non-saturé (dit gain petit signal) amplifie le signal initialement faible au fur et à mesure de sa circulation de la boucle jusqu'à ce que la saturation prenne place. Alors, le signal est de moins en moins amplifié jusqu'à ce que le gain de boucle soit égal à 1 et que le signal de sortie et le signal d'entrée présentent des puissances égales (cela est vrai en n'importe quel point de la boucle). Notons que si le signal d'entrée est supérieur à la puissance de sortie saturée, il percevra alors plus de pertes que de gain. On voit ainsi apparaître un point d'attraction (étoile jaune au croisement des courbes bleu et rouge), qui attire les puissances faibles en les amplifiant et qui attire également les signaux trop fort en les atténuant. Ce point d'attraction (aussi appelé point fixe) définit alors la puissance d'équilibre du système et l'OEO respecte ainsi les conditions d'oscillations de Barkhausen.

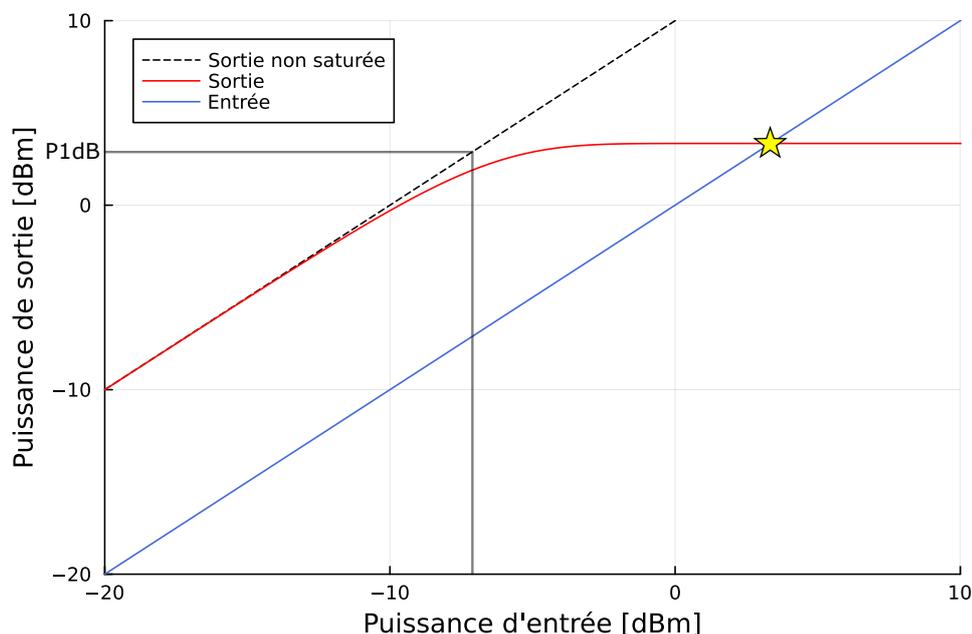


FIGURE 3.3 – Saturation du gain et point de fonctionnement en puissance.

Ce point d'attraction a pour conséquence d'atténuer les bruits d'amplitude. D'autre part, la monotonie de cette non-linéarité nous assure qu'il n'existe théoriquement qu'un seul point fixe, une seule amplitude ou l'oscillateur est stable, c'est-à-dire l'absence de dynamiques complexes comme on peut en trouver dans un OEO classique. On doit donc théoriquement, en supposant que le laser et la photodiode présentent eux aussi une réponse monotone en fonction de la puissance, observer un signal dont la fréquence et l'amplitude sont uniques et stables dans le temps.

L'oscillateur va naturellement respecter la condition d'oscillation sur la phase. En effet, c'est la longueur de la boucle qui va définir les fréquences de résonance permises. Chaque mode de boucle séparé par l'intervalle spectral libre $ISL = \frac{c}{nL}$ peut en principe être oscillant dans la boucle.

Notre objectif est de générer un signal micro-onde à 10 GHz présentant le meilleur bruit de phase possible. Il nous faut pour cela contraindre le système à ne pouvoir osciller que sur un seul mode de boucle. On utilise pour cela un filtre étroit qui ne doit contenir que quelques modes de boucle. La fonction de transfert du laser peut être considérée comme plate au regard de la bande de fréquence de rétroaction définie par le filtre. On

peut donc ignorer la dynamique propre du laser dans l'étude de ce système.

3.4 Modélisation du bruit de phase

Nous avons vu dans le chapitre précédent comment calculer la fonction de transfert du bruit de phase d'un OEO. On peut ainsi estimer le bruit de phase mesuré en sortie en fonction des sources de bruits présentes dans la boucle. La modulation directe assure le rôle de transducteur de l'électronique vers l'optique comme la modulation externe dans les OEO classiques. On peut donc s'appuyer sur les travaux de modélisation de bruit fait sur ces derniers pour modéliser notre système.

Plusieurs modèles de bruit de phase ont été proposés pour les OEO à simple boucle. Le premier modèle proposé n'est précis que pour des fréquences très proches de la porteuse [4], d'autres plus récents ont permis de décrire le bruit de phase autour de la porteuse ainsi que les modes parasites avec beaucoup plus de précisions [7, 119, 120]. Aussi, beaucoup de recherches ont porté sur les sources de bruit pouvant affecter le bruit de phase. Nous les énumérerons par la suite. Notre modélisation sera grandement inspirée par les travaux de thèse d'Oriane Lelièvre [61] qui portent en partie sur l'optimisation du bruit de phase dans les OEOs.

En négligeant le bruit d'amplitude et en considérant de faibles bruits de phase d'une oscillation, la fonction de transfert sur la phase du signal est la même que pour le signal complexe (amplitude et phase) (Annexe D). Nous considérons donc que l'OEO oscille à une fréquence f_0 et est en régime stationnaire, c'est-à-dire, que l'amplitude des oscillations est constante (aux petites fluctuations près).

3.4.1 Architecture à boucle unique

La figure 3.4 représente la boucle vue par les fluctuations de phases, on note $\phi_{osc}(\omega)$ (point rouge) les fluctuations de phase en entrée de la modulation du laser et $\phi_{out}(\omega)$ les fluctuations de phase en sortie de système, c'est-à-dire les fluctuations de phase du signal utile. On peut identifier trois points d'où peuvent provenir des sources de bruits, $\Psi_1(\omega)$, $\Psi_2(\omega)$ et $\Psi_3(\omega)$ représentent les sources de bruit de phase, respectivement, en amont du filtre électrique, en aval du filtre et en sortie de boucle. On note, comme précédemment,

$H_f(\omega)$ et $H_d(\omega)$ les fonctions de transfert du filtre électrique et de la ligne à retard.

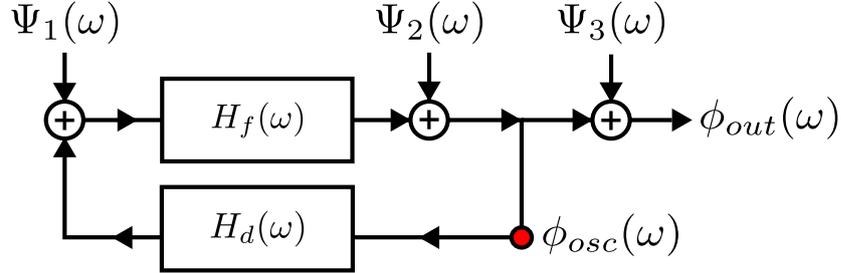


FIGURE 3.4 – Schéma-bloc de l'OEO du point de vue des fluctuations de phase.

En tenant compte de chaque source de bruit, on peut exprimer les fluctuations de phase en sortie de système en fonction de toutes les sources de bruits :

$$\phi_{out}(\omega) = \frac{H_f(\omega)}{1 - H_d(\omega)H_f(\omega)} \cdot \Psi_1(\omega) + \frac{1}{1 - H_d(\omega)H_f(\omega)} \cdot \Psi_2(\omega) + \Psi_3(\omega) \quad (3.6)$$

On peut ensuite calculer la densité spectrale de bruit de phase à partir de l'équation 3.6 :

$$S_{\phi_{out}}(\omega) = \left| \frac{H_f(\omega)}{1 - H_d(\omega)H_f(\omega)} \right|^2 \cdot S_{\Psi_1}(\omega) + \left| \frac{1}{1 - H_d(\omega)H_f(\omega)} \right|^2 \cdot S_{\Psi_2}(\omega) + S_{\Psi_3}(\omega) \quad (3.7)$$

Le bruit de phase avant le laser $S_{\phi_{osc}}$ est proportionnel au bruit de phase en boucle ouverte (mesuré en entrée de modulation laser) tel que :

$$S_{\phi_{osc}}(\omega) = |H_f(\omega)|^2 \cdot S_{\Psi_1}(\omega) + S_{\Psi_2}(\omega) \quad (3.8)$$

On peut ainsi représenter plus simplement le bruit de phase total mesuré en sortie de système :

$$S_{\phi_{out}}(\omega) = \left| \frac{1}{1 - H_d(\omega)H_f(\omega)} \right|^2 \cdot S_{\phi_{osc}} + S_{\Psi_3}(\omega) \quad (3.9)$$

Comme énoncé dans le premier chapitre, la fonction de transfert de la ligne à retard s'exprime comme :

$$H_d(\omega) = e^{i\omega\tau} \quad (3.10)$$

où $\tau = \tau_{opt} + \tau_{RF}$ est un retard composé du temps de propagation dans la fibre optique (proportionnel à sa longueur $\tau_{opt} = nL/c$) ainsi que du temps τ_{RF} de propagation dans les composants électroniques (câbles, filtres, amplificateurs). Dans la pratique, le temps de propagation dans le domaine électronique est négligeable compte tenu des longueurs de fibre considérées par la suite.

La fonction de transfert du filtre présentée dans le premier chapitre correspond à un filtre passe bande résonnant du premier ordre. En supposant que la fréquence d'oscillation de l'OEO est à la fréquence de résonance du filtre, et en considérant des fréquences très proches (dans la bande du filtre), on peut simplifier son expression (voire annexe E) tel que :

$$H_f(\omega) = \frac{1}{1 + 2iQ_f \frac{\omega}{\omega_0}} \quad (3.11)$$

où Q_f est le facteur de qualité du filtre électrique. Cette fonction de transfert a pour effet d'atténuer la hauteur des pics parasites dans le bruit de phase au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la porteuse. Cette approximation nous évite d'ailleurs de chercher la fréquence de résonance réelle du système pour nos simulations, il faut sinon chercher quel mode de boucle est le plus du centre de la bande du filtre.

Sources de bruits

Nous allons dans cette partie détailler les différentes sources de bruit susceptibles de dégrader le bruit de phase du système aux différents points de la boucle considérés précédemment. On peut séparer les bruits en deux catégories : les bruits additifs et les bruits multiplicatifs.

Les bruits additifs peuvent être considérés comme des bruits blancs incohérents qui présentent une DSP constante.

On considérera le bruit thermique, aussi appelé bruit de Johnson, provenant de l'agitation thermique des électrons dans les éléments résistifs. Sa puissance de bruit s'exprime tel que :

$$N_{th} = NF \cdot k_B T \quad (3.12)$$

où NF est le facteur de bruit (voir annexe **F**) du composant, T la température en Kelvin et $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ la constante de Boltzmann.

Le bruit de grenaille, aussi appelé bruit de Shottky (**Shot noise**) provient de la nature granulaire du signal photo-détecté, en effet, en considérant que l'onde optique détectée et le courant généré sont des flux de particules, on peut écrire sa puissance de bruit comme :

$$N_{shot} = 2eR \cdot i_{ph} \quad (3.13)$$

où $e = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ est la charge de l'électron, R la résistance de charge de la photodiode et i_{ph} le photo-courant détecté.

Le laser présente un bruit d'intensité propre qu'on caractérise par le bruit d'intensité relatif (**RIN** : Relative Intensity Noise), quantitativement décrit, dans le domaine électrique (après détection quadratique) par la densité spectrale de bruit électrique σ_e (écart-type) sur une bande de fréquence, rapportée à la puissance électrique moyenne \hat{P}_e , tel que :

$$\text{RIN} = \frac{\sigma_e}{\hat{P}_e} \quad (3.14)$$

Cette grandeur s'exprime en dB/Hz. Compte tenu de la largeur du pic de relaxation (quelques GHz) de la réponse laser et de la largeur de bande du signal dans l'OEO (quelques MHz), nous considérerons que le RIN est constant autour de 10 GHz.

Finalement, le bruit électrique N_{RIN} dû au bruit d'intensité du laser à l'issue de la détection peut être obtenu à partir du RIN autour de la fréquence d'oscillation :

$$N_{RIN} = \text{RIN} \cdot R \cdot i_{ph}^2 \quad (3.15)$$

En supposant qu'il y ait équipartition du bruit sur la phase et l'amplitude, on peut estimer le bruit de phase additif en sortie de photodiode (avant le filtre) :

$$S_{\Psi_{1add}} = \frac{N_{th} + N_{shot} + N_{RIN}}{P_{RF}} \quad (3.16)$$

où P_{RF} est la puissance du signal électrique généré en sortie de photodiode.

$$P_{RF} = \frac{1}{2}R \cdot (m \cdot i_{ph})^2 \quad (3.17)$$

Cette puissance dépend du taux de modulation m qui est défini par la puissance de modulation du laser ainsi que par le courant de biais tel que :

$$m = \frac{1}{i_0} \sqrt{\frac{2P_{mod}}{R}} \quad (3.18)$$

Notons que le terme de bruit additif est inversement proportionnel à la puissance électrique générée et donc inversement proportionnelle à la puissance de modulation du laser. Pour minimiser cette contribution de bruit, on voudra moduler le laser le plus fortement possible.

Les bruits multiplicatifs proviennent de non-linéarités dans les composants. C'est le cas par exemple du bruit basse fréquence des amplificateurs qui est transposé au pied du signal à amplifier. Ce bruit est appelé bruit de scintillement (Flicker noise) et se caractérise par une DSP de bruit inversement proportionnelle à la fréquence. Cela équivaut à un bruit de phase présentant une pente de -10 dB/dec proche de la porteuse.

$$S_{\Psi_{amp}}(\omega) = \frac{b_{-1}}{2\pi} \omega^{-1} \quad (3.19)$$

Les photodiodes peuvent présenter un déphasage du signal en fonction de la puissance optique. Ce couplage a pour effet de transférer les bruits d'intensités optiques lents (basses fréquences) du signal optique en bruit de phase électrique basse fréquence. La variation de ce déphasage avec la puissance reçue est minimisée autour d'une certaine puissance optique moyenne, qui se situe autour de la zone de saturation du composant [121]. On peut donc réduire ce transfert de bruit en ajustant la puissance optique moyenne en sortie de boucle optique. En notant χ_{pd} le coefficient de conversion puissance/phase on peut écrire le bruit de phase issue du RIN basse fréquence comme :

$$S_{\Psi_{RIN_{BF}}}(\omega) = \chi_{pd}^2 \cdot RIN_{BF} \quad (3.20)$$

Le laser présente du bruit de fréquence, qui contribue à sa largeur de raie. Ce bruit de fréquence va décaler le spectre optique (porteuse optique et ses bandes de modulation). Ce décalage en fréquence n'est pas sans conséquence car les raies optiques observent

localement une variation de la dispersion qui provoque des variations de phase entre les bandes de modulation et la porteuse. Le bruit de fréquence du laser est donc converti en bruit de phase dans le battement du signal et donc dans le domaine électrique. Le bruit de phase issue de cette conversion peut être mis sous la forme suivante :

$$S_{\Psi_{disp}}(\omega) = \chi_{disp}^2 \cdot S_{\nu}(\omega) \quad (3.21)$$

avec $S_{\nu}(\omega)$ la DSP de bruit de fréquence de la source optique et χ_{disp}^2 le facteur de conversion qui est donné par [122] :

$$\chi_{disp} = 2\pi \frac{f_0 \lambda^2}{c} \cdot D \cdot L \quad (3.22)$$

où f_0 est la fréquence de modulation (10 GHz), λ la longueur d'onde du laser (1550 nm), D la dispersion de la fibre (typiquement $D = 17$ ps/nm/km) et L la longueur de la fibre. On remarque que le facteur de conversion est proportionnel à la dispersion et à la longueur de fibre. Pour réduire cet effet de conversion, certains groupes ont utilisé des fibres à dispersion décalée [122, 123] de sorte que la dispersion à la longueur d'onde du laser soit bien plus faible que dans les fibres standard.

D'autres part, une fibre optique présente des défauts dans son cœur de silice, sur lesquels une fraction de l'onde optique est rétrodiffusée de manière aléatoire, c'est la diffusion Rayleigh. La puissance rétrodiffusée est ainsi proportionnelle à la puissance optique émise et à la longueur de fibre. Elle constitue une source de bruit d'intensité pour le signal se propageant vers l'avant.

Comme le RIN à basse fréquence, ce bruit est susceptible d'être converti en bruit de phase par la photodiode [124, 125]. D'autres types d'effets non-linéaires existent dans les fibres [126] (effet Brillouin, effet Kerr) et sont susceptibles d'être des sources de bruits d'intensité optique supplémentaire qui pourraient être converties en bruit de phase par la photodiode. Néanmoins, ceux-ci apparaissent pour des puissances optiques bien supérieures à celles que nous utilisons dans ce chapitre. Ces effets de diffusion peuvent aussi être minimisés en modulant la fréquence optique du laser à basse fréquence (10-100 kHz) [127, 50].

On peut finalement écrire la contribution des bruits de phase multiplicatifs comme :

$$S_{\Psi_{1mult}} = S_{\Psi_{disp}}(\omega) + S_{\Psi_{RINBF}}(\omega) + S_{\Psi_{amp}}(\omega) \quad (3.23)$$

L'amplificateur électrique produit un bruit de phase S_{Ψ_2} comprenant un terme de bruit thermique et de bruit de scintillement, tandis que le bruit S_{Ψ_3} généré à l'entrée de l'analyseur de signaux ne sera dû qu'au bruit thermique.

Impact de la modulation directe

Certains travaux récents [74, 128] ont proposé d'ajouter le comportement du laser dans le modèle d'un oscillateur à modulation directe à partir d'une analyse petit-signal. Ils modélisent ainsi la fonction de transfert du laser, qui intervient dans la DSP de bruit de fréquence du laser. Ces modèles dépendent de la fréquence de modulation du laser mais pas de la puissance de modulation. Le bruit d'intensité, dû à l'émission spontanée, est défini par la réponse petit-signal du laser indépendamment de la puissance du signal laser. Le RIN est la variance de ce bruit rapporté à la puissance optique et a donc tendance à diminuer lorsqu'on augmente le courant de biais. Les travaux présentés dans [129] montrent que le RIN basse fréquence augmente au pied de la bande de modulation lorsque celle-ci est proche de la fréquence relaxation et cela d'autant plus que la modulation est forte. Ainsi, [123] a proposé un OEO à modulation directe dont la fréquence d'oscillation (10 GHz) est supérieure à la fréquence de relaxation du laser (6.7 GHz) et a obtenu un bruit de phase de -115 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse. Finalement, ce point doit être mis en contraste avec le fait que la puissance de la bande de modulation augmente aussi avec la puissance de modulation, ce qui peut, selon le laser, compenser la dégradation du bruit d'intensité, c'est-à-dire ne pas dégrader le rapport signal à bruit. Nous montrerons dans les parties suivantes que de très bons bruits de phase sont atteignables en utilisant la modulation directe.

3.4.2 Architecture double-boucle

L'architecture à double boucle est utilisée pour créer un masque interférométrique autour de la porteuse par effet Vernier dans le but d'atténuer fortement les premiers modes parasites autour de la porteuse. Afin de modéliser le bruit de phase d'un tel système nous devons adapter la fonction de transfert de la ligne à retard $H_d(\omega)$ pour qu'elle tienne compte des deux délais. Un modèle de bruit de phase d'OEO à double boucle a été proposé

dans [61].

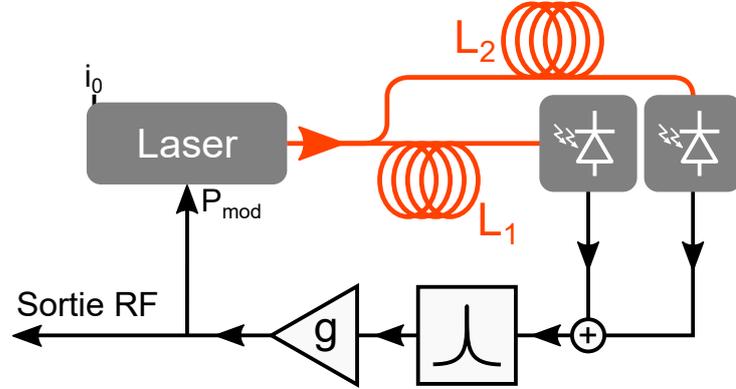


FIGURE 3.5 – Schéma d'un DMOEO à double boucle.

En considérant deux boucles retardant chacune le signal de τ_1 et τ_2 on peut exprimer $H_d(\omega)$ dans le cas général où les deux intensités optiques sont différentes [61] :

$$H_d(\omega) = \frac{I_1 e^{i\omega\tau_1} + I_2 e^{i\omega\tau_2}}{I_1 + I_2} \quad (3.24)$$

où I_1 et I_2 sont les puissances optiques moyennes en sortie de la première et deuxième boucle. Dans le cas où les deux intensités optiques sont identiques on peut écrire :

$$H_d(\omega) = \frac{1}{2} (e^{i\omega\tau_1} + e^{i\omega\tau_2}) \quad (3.25)$$

En conséquence de l'ajout d'une boucle et d'une photodiode, il faut considérer les nouvelles sources de bruits. Il y aura donc le bruit de grenaille et le bruit thermique de la deuxième photodiode à prendre en compte. Le RIN provenant du laser est séparé sur les deux lignes puis détecté puis sommé dans le domaine électrique.

Le bruit de phase électrique dû au RIN se comporte comme les autres bruits de phase et est conditionné par la fonction de transfert de boucle. En tenant compte de la somme des deux signaux se propageant sur des longueurs différentes, on fait apparaître un terme de filtrage spectrale qui n'existe pas dans l'architecture simple boucle.

Dans le cas général où deux signaux de puissances différentes mais présentant les mêmes bruits d'intensité relatif sont détectés puis sommés, la puissance de bruit peut s'écrire [61] :

$$N_{RIN} = RIN \cdot R \left(i_{ph1}^2 + i_{ph2}^2 + 2\sqrt{i_{ph1}^2 i_{ph2}^2} \cos(\omega\Delta\tau) \right) \quad (3.26)$$

où $\Delta\tau = n \frac{|L_1 - L_2|}{c}$ est la différence de temps de propagation entre les deux signaux. L'expression de la puissance des bruits issue de la somme de signaux identiques (mais déphasés) est :

$$N_{RIN} = 2 \cdot RIN \cdot R \cdot i_{ph}^2 (1 + \cos(\omega\Delta\tau)) \quad (3.27)$$

Nous n'avons pas pu caractériser les sources de bruits multiplicatives et nous ne considérerons comme paramètres connus que les bruits additifs. Nous estimerons la contribution manquante des bruits multiplicatifs par ajustement de courbes.

Nous avons rappelé un modèle de bruit de phase d'un OEO à boucle simple ainsi que son adaptation à l'architecture double boucle et détaillé les différentes sources de bruit pouvant dégrader les performances du système [61]. La contribution des bruits multiplicatifs issus de l'optique peut être minimisée par l'ajustement de la puissance perçue par la photodiode et la contribution des sources de bruits additifs par la puissance de la modulation sur le laser. C'est sur ces deux points que nous optimiserons le bruit de phase de nos systèmes.

3.5 DMOEO à boucle unique

3.5.1 Mise en place expérimentale

Pour réaliser expérimentalement un OEO à modulation directe à simple boucle, nous choisissons d'utiliser un laser DFB commercial à modulation directe (**NEL, NLK5C5E2KA**) prévu pour les télécommunications optiques à 10 Gb/s. Ce laser présente une bande passante supérieure à 10 GHz, un seuil à 9 mA (voir figure 3.6) et une efficacité de conversion électronique/optique η_l de 0.07 W/A.

La photodiode utilisée (**Nortel, PP-10G**) est une diode PIN à semi-conducteur (In-GaAs) présentant une sensibilité $\eta_p = 0.88$ A/W, sa bande passante est de 12 GHz. Elle est suivie d'un gain transimpédance de 500 V/A puis d'un amplificateur électrique bas bruit de 36 dB avec un facteur de bruit NF=0.7 dB. Sa puissance caractéristique (P1dB) de saturation est de 14 dBm. Le coefficient de conversion tension/puissance optique de ce montage est de 27.8 V/mW.

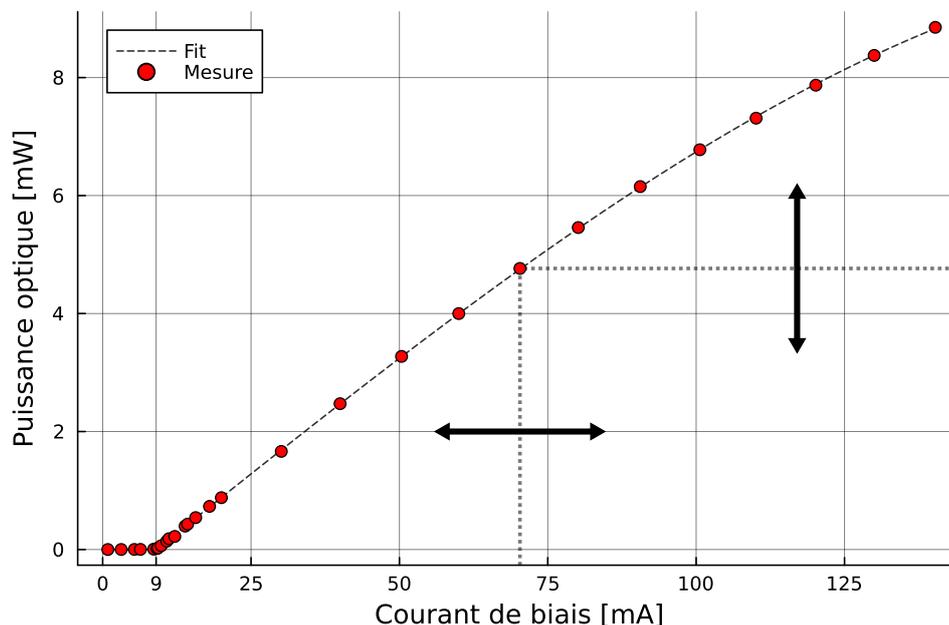


FIGURE 3.6 – Caractéristique courant/puissance du laser. Courant de seuil : 9 mA.

Ce laser et cette photodiode ont été utilisés pour produire les meilleurs résultats de nos travaux. Néanmoins nous avons également fait des expériences avec d’autres photodiodes.

Pour les lignes à retard, nous utiliserons des fibres optiques monomode standard (SMF 28) dont l’indice de réfraction est de $n = 1.46$ et présentant un coefficient de dispersion chromatique typique de $D = 17$ ps/nm/km. Nous utiliserons plusieurs bobines de longueurs différentes (1km, 5km et 20km). Un milieu dispersif peut être, dans certains cas, agir comme un filtre d’amplitude et atténuer le signal électrique détecté (voir annexe C). Cependant, pour des fréquences de quelques GHz et des fibres de quelques kilomètres, on peut considérer que la fibre ne perturbe pas le signal électrique.

Le filtre électrique que nous utiliserons principalement nous a été fourni par le LAAS¹. C’est un résonateur diélectrique présentant une largeur à mi-hauteur de 4 MHz pour une fréquence centrale de 10.00485 GHz (voir figure 3.7). Le facteur de qualité de ce filtre est proche de 2500. Il n’existe pas encore de filtre aussi étroit à 10 GHz dans le commerce. Ce filtre présentait 15 dB de pertes électriques à 10 GHz.

1. Laboratoire d’Analyse et d’Architecture des Systèmes, CNRS, Toulouse - France

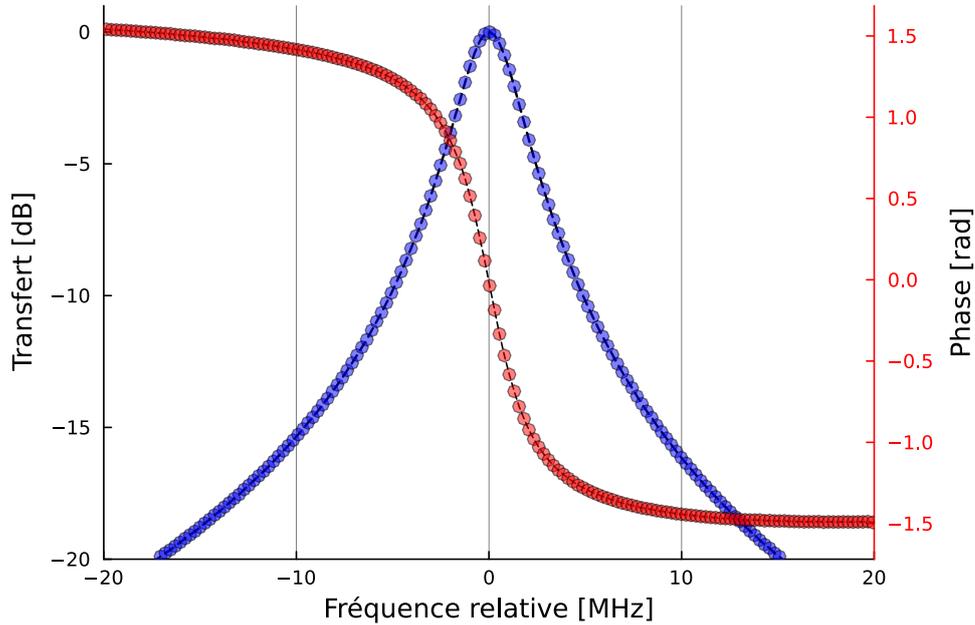


FIGURE 3.7 – Fonction de transfert mesurée et normalisée du filtre électrique autour de 10 GHz. Intensité (courbe bleue), phase (courbe rouge).

Nous avons aussi utilisé un autre filtre passe bande d’une largeur de 80 MHz et centré à 10 GHz. Nous qualifierons le premier de filtre étroit et le deuxième de filtre large dans la suite de ce travail.

Finalement, pour compenser les pertes totales de la boucle, nous utiliserons différents amplificateurs électriques micro-onde selon l’architecture étudiée. Nous préciserons leurs caractéristiques au besoin.

3.5.2 Influence de la longueur de fibre

Tout l’enjeu d’un OEO étant d’avoir un bruit de phase le plus bas possible, la longueur de fibre semble être à première vue le principal paramètre à considérer car la fréquence de Leeson $f_L = \frac{1}{2\tau} = \frac{c}{2nL}$ (que l’on souhaite minimiser) est inversement proportionnelle à la longueur de la ligne à retard. Un OEO avec un retard élevé doit donc fournir, en principe, des meilleures performances qu’avec un retard plus court. Cependant, augmenter la longueur de fibre n’est pas sans conséquence car les modes de boucle se rapprochent dans le domaine spectral et plus de modes sont présents dans la bande de filtrage, et donc

potentiellement dans la bande de gain. Si trop de modes présentant du gain, il risque d'y avoir une compétition entre eux et des instabilités.

Lorsque le gain est saturé, les modes voisins ne présentent plus de gain et le régime devient stable et monomode. À l'inverse, si les modes présentent le même gain petit signal, ils croîtront en même temps et aucun de ces modes ne prévaudra sur les autres. Il est important de souligner que le nombre de modes N présents dans la zone de gain est autant déterminé par la largeur du filtre que par la longueur de la fibre, on a en effet $N = \frac{\Delta\omega nL}{2\pi c}$.

Nous avons mis en place un OEO à modulation directe en utilisant plusieurs longueurs de fibres. On a pu observer des oscillations monomodes à 10 GHz pour les fibres de 1 km et 5 km mais pas de régime stable pour celle de 20 km. Dans les deux premiers cas, il y avait environ, respectivement, 20 et 100 modes, et 400 modes pour la fibre de 20 km. Nous avons donc exclu d'utiliser la fibre de 20 km dans les expériences suivantes car nous n'avons pas observé d'oscillations monomodes. Les instabilités observées dans l'architecture 20 km peuvent aussi s'expliquer par les fluctuations thermiques que subit la fibre, nous reviendront sur ce point plus loin dans le chapitre. Notons que le meilleur OEO à modulation externe rapporté [48] utilise une longue fibre de 16 km thermalisée comme ligne à retard, mais il n'est pas fait mention de la largeur du filtre utilisé.

Nous avons mesuré le bruit de phase des signaux micro-ondes générés par les deux expériences avec les fibres de 1 km et 5 km (voir figure 3.8).

On observe en premier lieu que la forme du bruit de phase ressemble bien à ce que prédit la théorie. Le bruit de phase décroît au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la fréquence porteuse, jusqu'à atteindre un minimum. On observe ensuite des remontées de bruit périodiques, le premier pic parasite se situe à 40 kHz de la porteuse pour la configuration 5 km (courbe orange) et à 200 kHz pour la configuration 1 km (courbe bleue).

Le modèle de bruit de phase prévoit qu'à basse fréquence et à sources de bruits égales, l'écart entre les deux bruits de phase est déterminé par :

$$\Delta = 20 \log \left(\frac{L_1}{L_2} \right) \quad (3.28)$$

Le bruit de phase à basse fréquence de la configuration avec la fibre de 1 km devrait

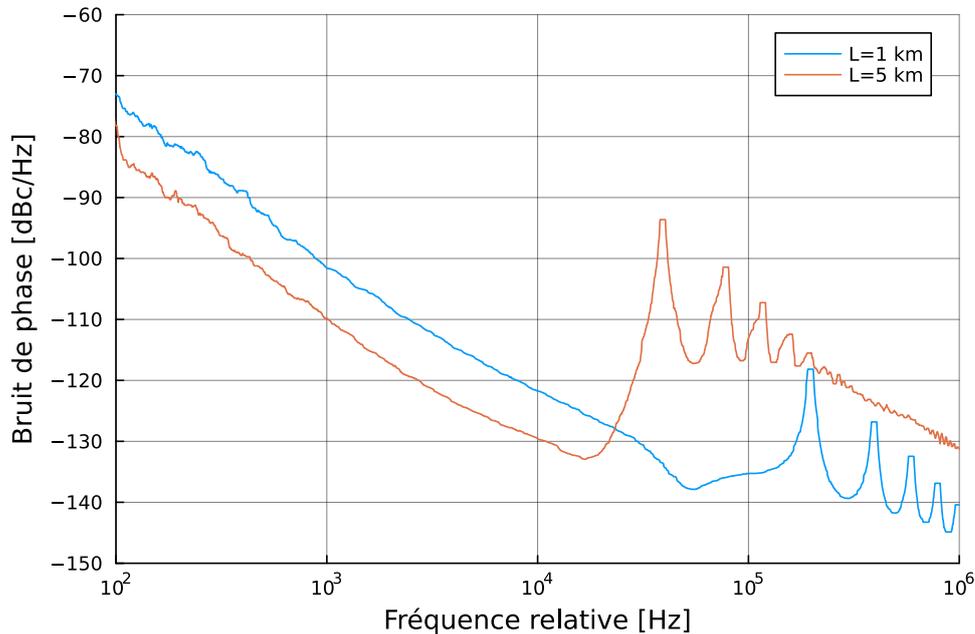


FIGURE 3.8 – Comparaison du bruit de phase pour des fibres de 5 km (orange) et 1km (bleu).

donc être 14 dB au-dessus de la configuration 5 km. On observe expérimentalement un écart de 7.8 dB à 10 kHz et de 8.2 dB à 1 kHz. Cet écart, inférieur à ce que prévoit la théorie nous indique que les sources de bruits dans la boucle ne sont pas les mêmes dans les deux configurations. On peut raisonnablement penser que c'est la fibre de 5km qui apporte plus de bruit multiplicatif que la fibre de 1km, à cause des effets présentés (dispersion de la vitesse de groupe, rétrodiffusion Rayleigh) plus haut, car le palier de bruit à haute fréquence (au-dessus 10 KHz) est bien plus élevé. Néanmoins, l'effet Leeson a pour effet de moins intégrer le bruit de phase aux basses fréquences avec 5km qu'avec 1 km. Or, nous cherchons à optimiser le bruit de phase autour de fréquence relative à 10 kHz, c'est donc la fibre de 5 km que nous retenons pour la suite de ce travail.

3.5.3 Optimisation

Nous avons expérimentalement ajusté les paramètres du système afin d'optimiser le bruit de phase. Le laser est alimenté avec un courant de 70 mA et génère une onde optique qui se propage dans une fibre de 5 km. Nous avons utilisé un coupleur fibré afin de limiter la puissance optique à 1.2 mW sur la photodiode tout en la maintenant

légèrement à saturation afin de réduire la conversion de bruit d'intensité optique en bruit de phase électrique [130, 131]. En effet, on peut supposer que la réponse de la photodiode n'est pas affectée par les fluctuations rapides de la puissance optique (à plus de 10 kHz de la porteuse) et que le bruit d'intensité optique est converti équiprobablement en bruit d'amplitude et de phase dans le domaine électrique. En revanche, la photodiode a le temps de réagir à des fluctuations de puissances plus lentes (fréquences inférieures à 10 kHz de la porteuse), avec un certain retard (un déphasage) qui dépend de la puissance optique moyenne. Ce comportement peut s'exprimer sous la forme [132] :

$$S_{\phi}(f) = \hat{P}^2 \left| \frac{\partial \phi}{\partial \hat{P}}(\hat{P}) \right|^2 \text{RIN}(f) \quad (3.29)$$

où \hat{P} est la puissance optique moyenne et $\frac{\partial \phi}{\partial \hat{P}}(\hat{P})$ la sensibilité en phase de la photodiode par rapport à la puissance optique moyenne. Ce dernier terme peut être mesuré expérimentalement, bien que nous ne l'ayons pas fait dans ce travail. Nous avons cependant pu optimiser le bruit de phase de l'OEO en ajustant la puissance optique à la détection.

Le signal photo-déecté est filtré autour de 10 GHz par le résonateur électrique étroit et amplifié par un amplificateur électrique présentant un gain de 28 dB et une puissance de saturation de 18 dBm (P1dB) et un facteur de bruit de 8 dB. Une moitié du signal est prélevée à l'aide d'un coupleur 3 dB pour la réinjecter sur le port de modulation du laser. L'autre moitié est analysée.

Un retard électrique variable est ajouté en sortie de photodiode afin d'ajuster finement la fréquence du mode oscillant de sorte qu'il soit le plus au centre de la bande du filtre. Cela confère une très légère accordabilité (de l'ordre de l'ISL) de la fréquence d'oscillation ainsi qu'un paramètre d'optimisation du bruit de phase. Un décalage trop élevé conduit à un saut de mode.

L'oscillateur génère une oscillation stable (figure 3.9) et monomode à 10 GHz, avec une puissance de 15 dBm.

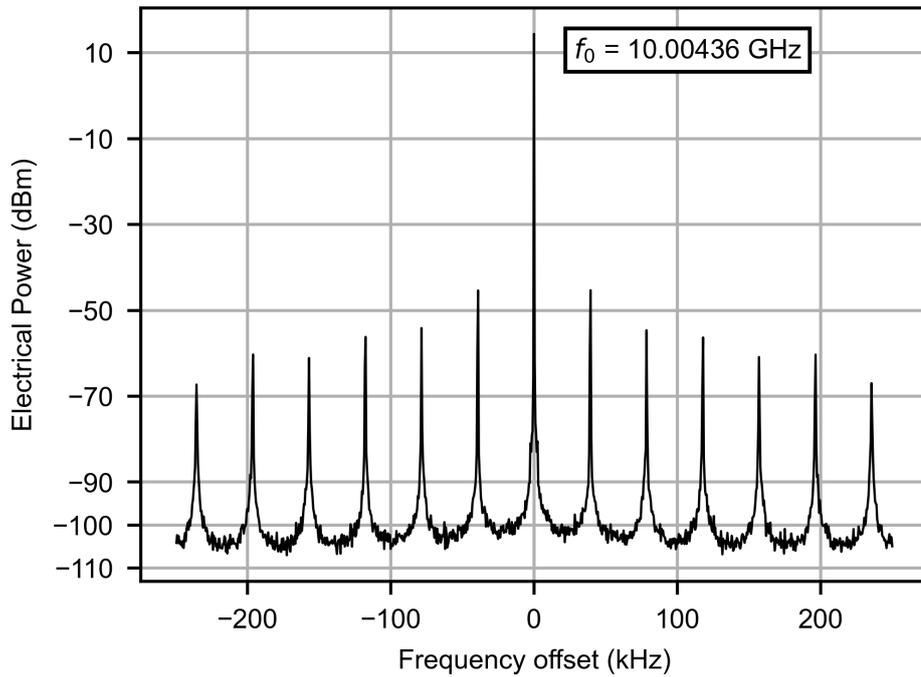


FIGURE 3.9 – Spectre de puissance électrique de l’oscillation à 10 GHz. Résolution de mesure : 10 Hz.

Les modes parasites entourent le mode oscillant et sont séparés de 40 kHz, ce qui est attendu lorsqu’on considère 5 km de fibre optique. Ils présentent des intensités décroissantes avec la distance à la porteuse, traduisant la forme du filtrage de gain autour de 10 GHz. Ce spectre est suffisamment stable dans le temps pour que l’on puisse mesurer son bruit de phase et ne pas observer de sauts de modes. Néanmoins, on observe une dérive lente en fréquence, que nous détaillons par la suite. De plus, le taux de rejection est de plus de 60 dB au plus proche de la porteuse, on peut donc considérer que le signal est monofréquence et utilisable en l’état comme oscillateur local [133].

Le bruit de phase de ce signal à 10GHz peut être mesuré à l’aide d’un analyseur de bruit de phase. Nous utilisons dans notre cas un analyseur (**Rohde & Schwarz, FSWP26**) à corrélations-croisées (voir chapitre 2) permettant de baisser le plancher de bruit de mesure (la sensibilité).

Le bruit de phase mesuré (voir figure 3.10) est de -135 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse à 10 GHz (carré rouge) et présente un palier à -140 dBc/Hz (courbe pointillée rouge). La

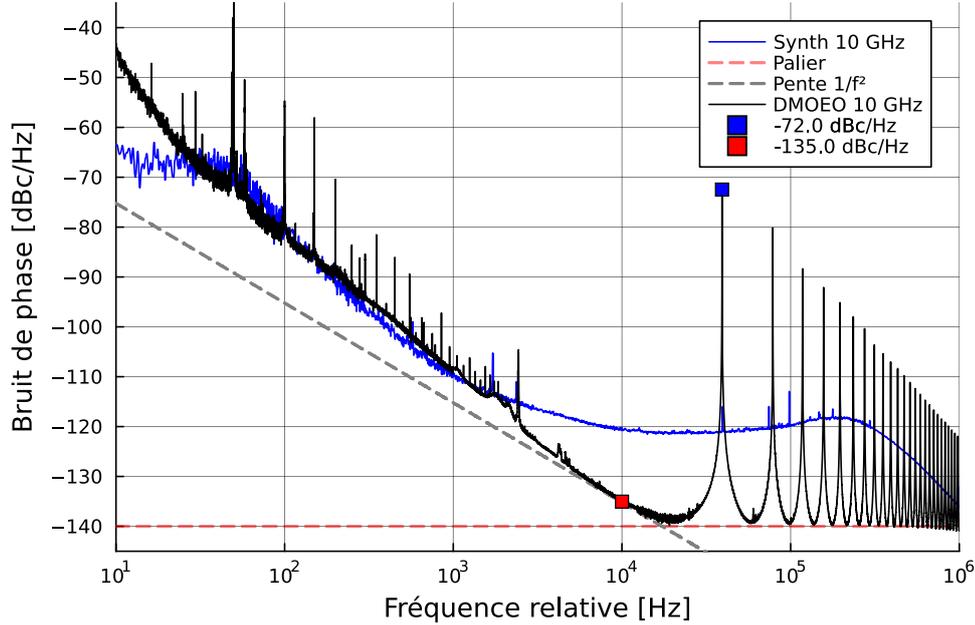


FIGURE 3.10 – Bruit de phase du signal à 10 GHz. Résolution de mesure 0.1%/décade.

présence des modes parasites dégrade fortement le bruit de phase à partir de 40 kHz, en effet, le premier mode parasite présente une intensité de -72 dBc (carré bleu).

La remontée de bruit aux basses fréquences ne suit pas une pente de -20 dB/dec ($\frac{1}{f^2}$) (courbe pointillée grise) comme le prévoit le modèle de Leeson pour une source de bruit blanc. On observe en effet une pente de -30 dB/dec ($\frac{1}{f^3}$), traduisant la présence d'une source de bruit en $\frac{1}{f}$ (bruit de scintillement).

On a comparé cette mesure avec le spectre de bruit de phase de notre synthétiseur ultra-bas bruit de phase (**Rohde & Schwarz, OCXO SMF100A**) (courbe bleu). Notre bruit de phase est aussi bon que le synthétiseur entre 100 Hz et 1 kHz et devient meilleur au-delà, sauf aux fréquences des modes parasites. Ces modes parasites, intrinsèques à l'architecture étudiée, sont le principal défaut des OEO à boucle simple. C'est pour pallier en partie à leur prééminence que l'architecture à double boucle a été proposée, nous l'implémenterons et étudierons ses propriétés spectrales plus loin dans ce chapitre.

On observe également des pics parasites aux basses fréquences, ils proviennent du bruit environnemental comme la fréquence du secteur à 50 Hz et plusieurs de ses harmoniques

et pourraient être supprimés avec un travail plus avancé sur les inter-compatibilités électromagnétiques des alimentations et appareils dans la salle d'expérience.

Nous avons pu estimer les sources additives de bruit de phase en sortie de photodiode. La puissance optique moyenne détectée par la photodiode était de 1.35 mW et la puissance de modulation en entrée de laser à l'équilibre de 20 dBm. La puissance correspondant au photo-courant aux bornes du transimpédance de 500 Ω est de -18.2 dBm. Nous avons aussi mesuré le RIN du laser à 10 GHz, celui-ci est de -137 dB/Hz pour un courant de pompage de 70 mA. L'ajustement du taux de modulation optique utilisé dans l'équation 3.16 pour faire correspondre le bruit de phase du RIN au palier de bruit de phase donne $m = 0.9$. Cette valeur correspond bien au taux de modulation électrique théorique au courant et à la puissance de modulation en négligeant le fait que le laser distorde le signal.

Avec tous ces paramètres nous sommes en mesure d'estimer les sources de bruits de phase additifs en sortie de la photodiode (Shot noise, bruit thermique et RIN).

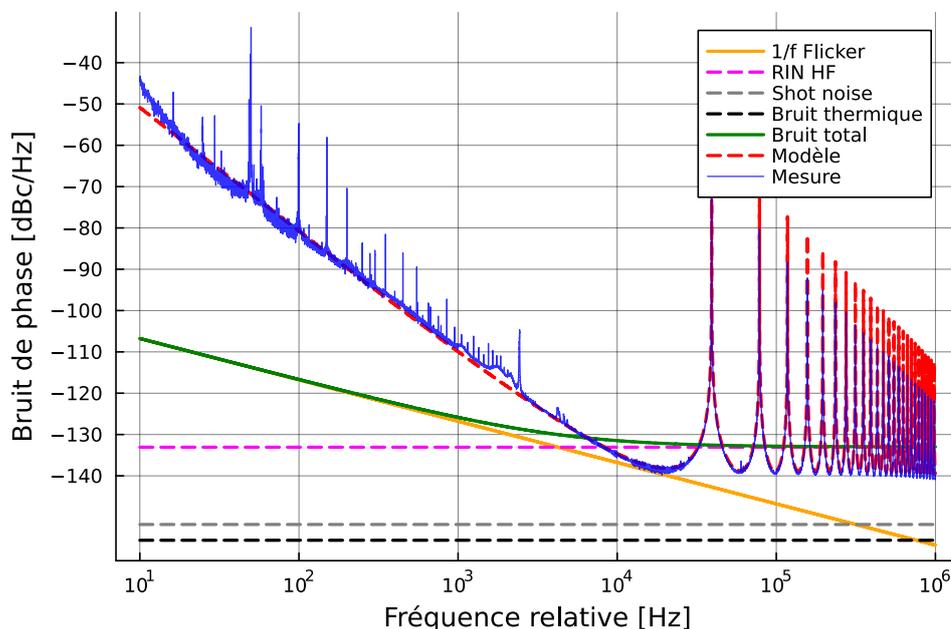


FIGURE 3.11 – Modélisation du bruit de phase. Mesure (bleu), RIN laser à 10 GHz (magenta), Bruit de Shottky (gris), Bruit thermique (noir), Bruit de scintillement (orange), Contribution totale des bruits (vert), Modèle (rouge).

Nous avons ajouté un terme de bruit en $\frac{1}{f}$ correspondant aux autres sources de bruits basses fréquences que nous n'avons pas caractérisées, ce bruit contient donc des bruits multiplicatifs provenant d'avant et après le filtre. Nous ajustons ce terme et voyons que le modèle est en très bon accord avec le spectre de bruit de phase expérimental. Cet ajustement nous donne une source de bruit $S_{ajust}(f) = b_{-1}f^{-1}$ avec $b_{-1} = 4.2 \times 10^{-10} \text{ rad}^2$.

Le bruit thermique et le bruit de grenaille sont très faibles par rapport au RIN qui semble être le bruit limitant aux hautes fréquences et qui correspond au palier de bruit. Cette limitation par le RIN a été constatée dans d'autres OEO [50, 134] et DMOEO [128, 135].

Bien qu'on ne l'ait pas mesuré, il est probable que le bruit de phase basse fréquence soit limité par la conversion du bruit de fréquence du laser par la dispersion de la fibre, car cela est rapporté dans de nombreux travaux utilisant des lasers DFB dans leurs architectures d'OEO.

Outre le très bon accord entre les mesures et le modèle, on remarque que la hauteur des pics parasites prédite par le modèle est plus élevée que sur nos mesures. Cela est dû à une résolution de mesure insuffisante. En effet, nous mesurerons des spectres de bruit dont les valeurs à une certaine fréquence dépendent de la résolution de mesure (temps d'intégration). Ainsi, une bande de résolution trop large mène à une estimation erronée de l'amplitude de la densité spectrale de bruit d'un pic trop fin. Ce point a par ailleurs déjà été commenté dans [50]. Nous verrons plus loin que le modèle est capable de prédire la forme et la hauteur de ces pics avec précision lorsque la résolution est suffisante.

3.5.4 Observation d'harmoniques

L'OEO proposé comprend plusieurs éléments non-linéaires. Le laser, modulé fortement, ne reproduit pas une sinusoïde parfaite à l'image de son signal d'injection mais plutôt une sinusoïde déformée (une modulation forte peut conduire à un régime impulsionnel). Cela conduit à l'apparition d'harmoniques de la fréquence de modulation et on peut observer les prémices d'un peigne de fréquence (figure 3.12) dans le domaine optique.

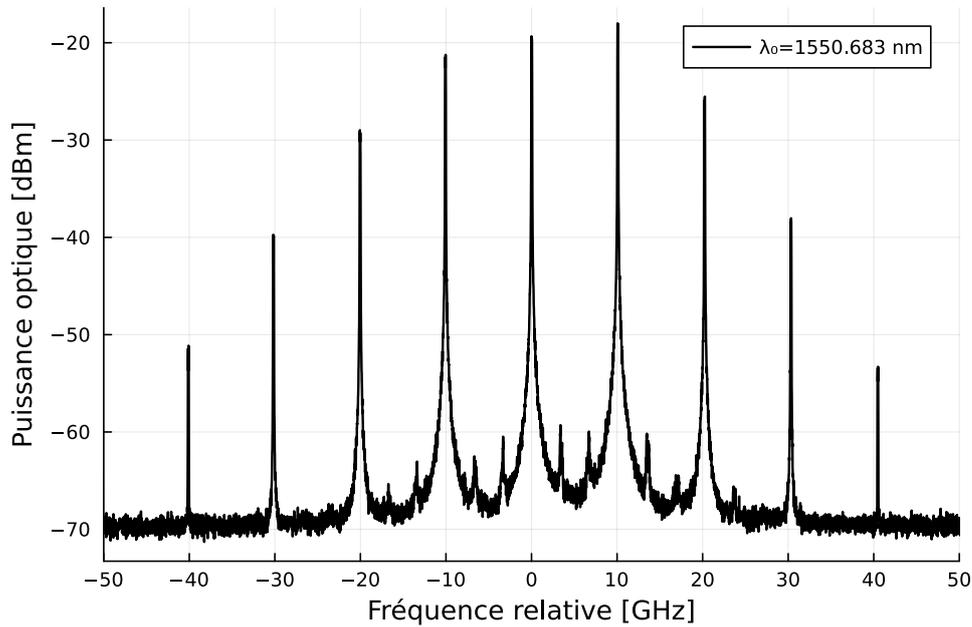


FIGURE 3.12 – Spectre optique du laser modulé à 10 GHz, mesuré avec un analyseur de spectre optique haute résolution (APEX).

On a mesuré le battement de ce spectre optique en prélevant 1% du signal optique avant la photodiode de l'OEO. Ce signal prélevé est détecté à l'aide d'une photodiode InGaAs large bande (**New Focus 1014**, 45 GHz) puis analysé à l'aide d'un analyseur de spectre dont la bande passante est de 40 GHz (**Advantest, R3182**). On mesure le spectre à la fréquence fondamentale de l'OEO ainsi qu'aux harmoniques 2, 3 et 4 (voir figure 3.13). La puissance optique prélevée était de l'ordre de $10 \mu\text{W}$ afin d'assurer un comportement linéaire de la photodiode utilisée hors de la boucle OEO. C'est donc bien les harmoniques issues de la modulation directe que l'on mesure. Les puissances électriques mesurées ne sont ici pas représentatives du signal circulant dans la boucle.

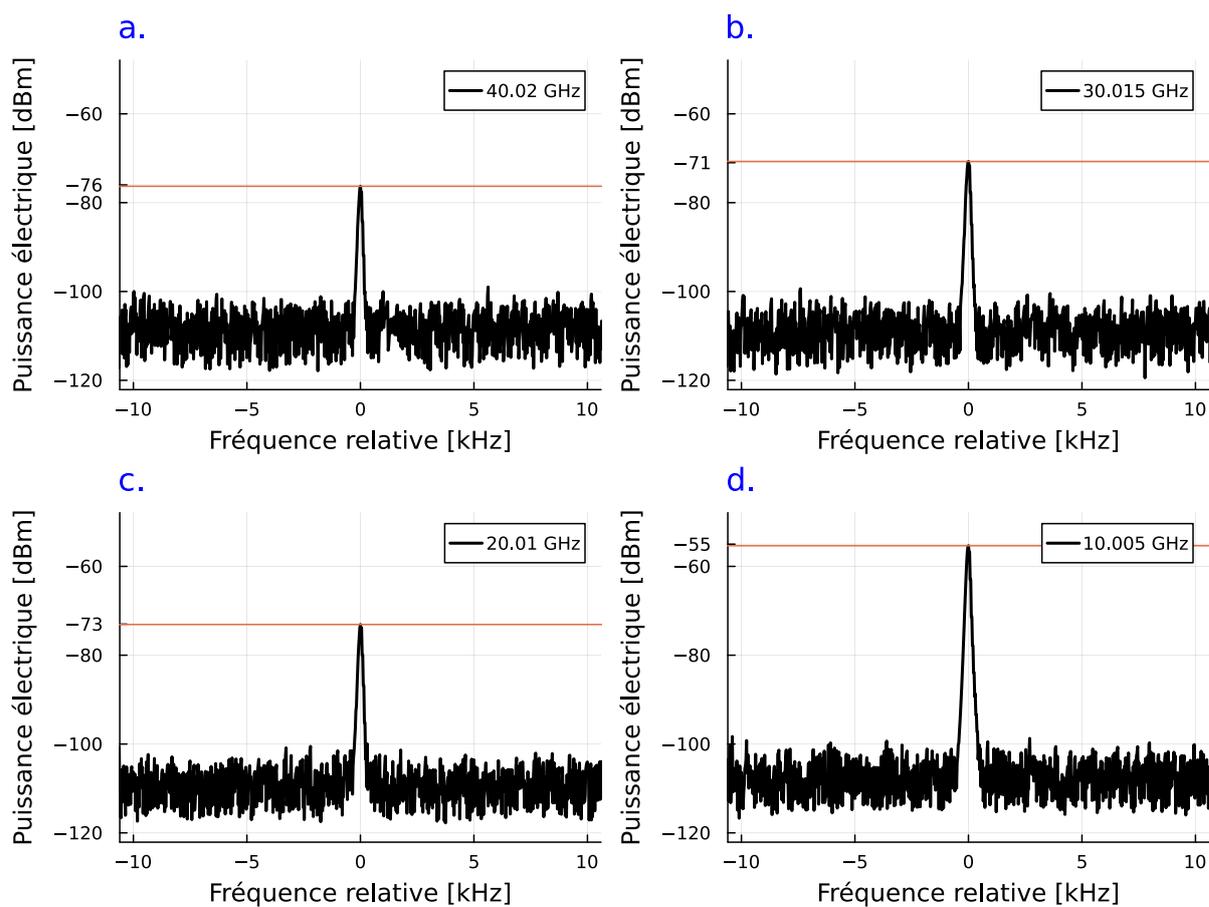


FIGURE 3.13 – Battement électrique des harmoniques du spectre optique : a. 40 GHz, b. 30 GHz, c. 20 GHz, d. 10 GHz. Résolution : 100 Hz. Mesuré en sortie de ligne à retard.

On observe un écart d'environ 18 dB entre la fréquence fondamentale et la seconde harmonique, de 2dB entre l'harmonique 2 et 3 puis un écart de 5 dB entre l'harmonique 3 et 4. On remarque également que la puissance de l'harmonique à 30 GHz est supérieure à celle de l'harmonique à 20GHz. La forme de ce spectre semble ne pouvoir s'expliquer que par le déphasage relatif des raies optiques provoqués par la dispersion dans la fibre et/ou par le couplage phase-amplitude dans le laser.

Par ailleurs, la photodiode utilisée dans l'OEO présente une saturation (puissance optique de 1 mW) qui distord le signal détecté (écrêtage) et qui fait donc elle aussi apparaître des harmoniques. Ces harmoniques sont hors de la bande du résonateur électronique et sont donc fortement atténuées après la photodétection mais l'amplificateur présent après le filtre en produit de nouvelles. On mesurera donc le spectre électrique après l'amplificateur.

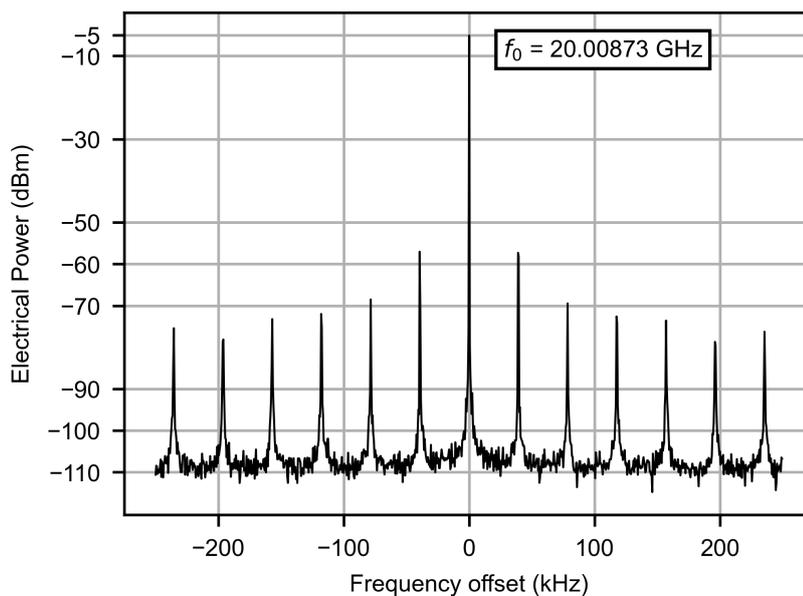


FIGURE 3.14 – Spectre électrique de la seconde harmonique à 20 GHz. Mesuré sur le signal utile de l'OEO (avant la réinjection laser et après l'amplification RF).

On observe une harmonique à 20 GHz (voir figure 3.14) à l'analyseur de spectre électrique, elle présente une puissance de -5 dBm, environ de 20 dB inférieure à celle de la fréquence fondamentale à 10 GHz (15 dBm) (figure 3.9).

Le spectre mesuré à 20 GHz est une copie imparfaite du signal à 10 GHz, on observe en effet toujours les modes parasites séparés de 40 kHz mais accompagnés d'une dégradation

de la réjection de modes qui est de 50 dB.

Le bruit de phase de la seconde harmonique est très similaire à celui de la fréquence fondamentale (voir figure 3.15). Pour une multiplication de fréquence parfaite on s'attend à observer une montée de bruit de 6 dB, qui est ici de 8 dB en l'occurrence. Il y a donc un excès de bruit à 20 GHz qui n'est pas présent à 10 GHz. Le bruit de phase est de -127 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse.

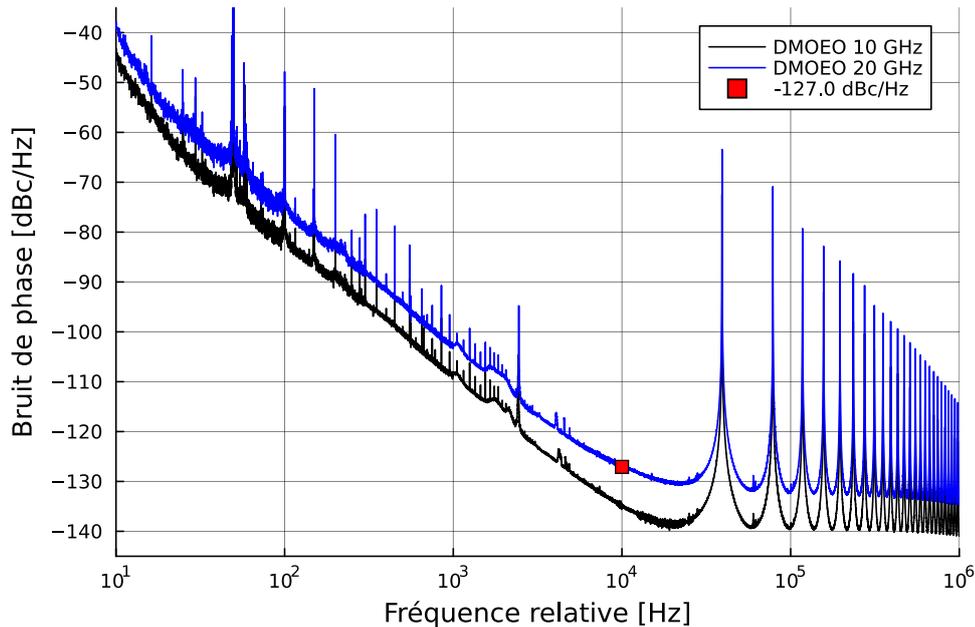


FIGURE 3.15 – Bruit de phase de la seconde harmonique à 20 GHz.

Cette mesure a été faite à l'aide de l'analyseur de spectre qui présente une bande passante de 26.5 GHz. Il existe d'autres harmoniques d'ordres supérieurs que nous mesurons à l'aide de l'analyseur de spectre électrique large bande de 40 GHz (voir figure 3.16).

On observe toujours un écart de 20 dB entre les puissances de la fréquence d'oscillation et de la seconde harmonique. En revanche, l'intensité des harmoniques baisse avec leur fréquence, ce qui est attendu compte tenu de la bande passante de l'amplificateur de fin de boucle (26.5 GHz) et des câbles coaxiaux (18 GHz).

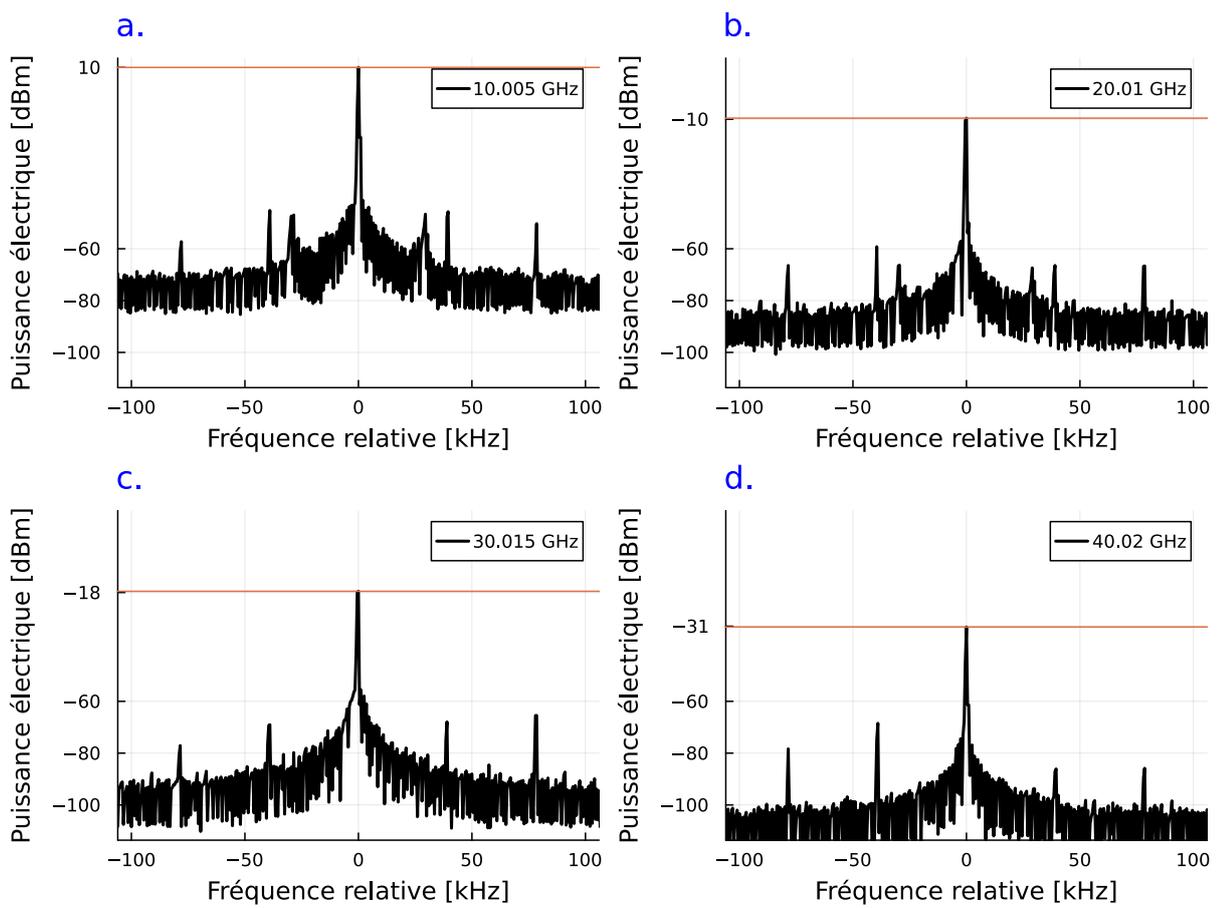


FIGURE 3.16 – Spectres électriques des harmoniques après l’amplificateur de boucle : a. 10 GHz, b. 20 GHz, c. 30 GHz, c. 40 GHz. Résolution : 300 Hz.

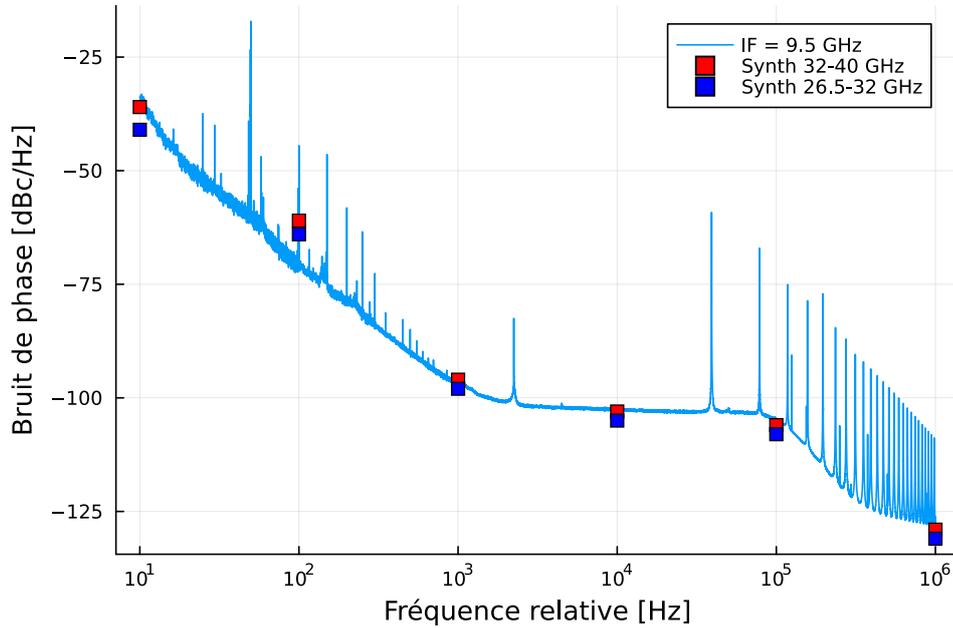


FIGURE 3.17 – Bruit de phase de la fréquence intermédiaire. Bruit de phase mesuré (cyan), Bruits de phase de l’oscillateur local fournis par le constructeur (carré bleu et rouge selon les fréquences).

Pour mesurer le bruit de phase de l’harmonique à 30 GHz, nous avons procédé à une descente de fréquence par mélange de signaux sur un mélangeur.

Le mélangeur utilisé (**MITEQ, M2640W1**) ne peut fournir de signaux dont les fréquences dépassent 12 GHz. Nous avons donc utilisé un oscillateur **DRO** (Dielectric Resonator Oscillator) à 39.5 GHz (**MITEQ, PLDRO40000**) pour le mélanger à la troisième harmonique du signal OEO à 30 GHz. On observe bien une fréquence intermédiaire à 9.5 GHz dont nous mesurons le bruit de phase (voir figure 3.17).

Le bruit de phase mesuré est écranté par le bruit de l’oscillateur local (carré rouge et bleu) ce qui nous indique que le bruit de phase de l’OEO à 30 GHz est meilleur que l’oscillateur local, c’est-à-dire, inférieur à -100 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse. Le bruit de phase réel est sans doute en deçà de cette valeur, en effet, le bruit équivalent à 30 GHz issu d’une multiplication de fréquence parfaite du signal à 10 GHz donne -125 dBc/Hz à 10 kHz. Nous avons vu que l’harmonique à 20 GHz présentait un excès de bruit de 2 dB par rapport à une multiplication de fréquence parfaite. En tenant compte de ce même excès de bruit pour la multiplication de 10 GHz à 30 GHz on peut supposer que son bruit

se situe entre -123 dBc/Hz et -100 dBc/Hz.

La présence d’harmoniques à hautes fréquences et présentant de bons bruits de phase rend le système plus versatile. Par exemple l’harmonique à 20 GHz présente une puissance électrique suffisante pour la plupart des applications. D’autres travaux ont montré l’apparition d’harmoniques du fait de la saturation des amplificateurs. Dans [136], l’harmonique d’ordre 3 (à 6 GHz) présente un bruit de phase de -130 dBc/Hz à 10 kHz tandis que la fréquence fondamentale (2 GHz) présente un bruit de -140 dBc/Hz à 10 kHz. À titre de comparaison, la transposition de ces bruits à 10 et 30 GHz donne respectivement -126 dBc/Hz et -116 dBc/Hz. Dans [128], un DMOEO utilisant une fibre de 900 m montre une oscillation à 2.4 GHz accompagnée d’une seconde et troisième harmonique oscillant respectivement à 4.8 GHz et 7.2 GHz.

3.5.5 Gigue fréquentielle et sensibilité à la température

La fréquence d’oscillation de l’OEO est déterminée par le mode de boucle étant (en principe) le plus proche de la fréquence centrale du filtre et percevant le plus de gain. Cette fréquence est déterminée fondamentalement par l’ordre du mode de résonance ainsi que par l’intervalle spectral libre de la boucle. Ainsi, si l’ISL varie de ΔISL , la résonance d’ordre p observera une variation de fréquence de $\Delta f = p \cdot \Delta ISL$.

Les fibres optiques sont sensibles aux variations de température à cause de deux phénomènes. L’indice de réfraction de la fibre peut changer par effet thermo-optique et la température peut aussi provoquer des élongations de la fibre optique. À température ambiante, une onde optique à $\lambda_0=1550$ nm dans une fibre de 1 m subit un déphasage de l’ordre de 50 radians à l’issue d’un changement de température de 1 C° (soit une sensibilité S de 50 rad/m/C° [137, 138]).

Pour une fluctuation de température ΔT , on peut remonter à la fluctuation d’ISL et donc de la fréquence d’oscillations (Δf) par les relations suivantes :

$$\Delta ISL = -\frac{cL\lambda_0 S \Delta T}{2\pi n^2 L^2} \quad (3.30)$$

$$\Delta f = -\frac{f_0 \lambda_0 S \Delta T}{2\pi n} \quad (3.31)$$

Ainsi, pour une fluctuation de température de 0.1 C° , avec une fibre standard de 5 km, on s'attend à une variation de fréquence de l'ordre de 10 kHz de la fréquence d'oscillation à 10 GHz.

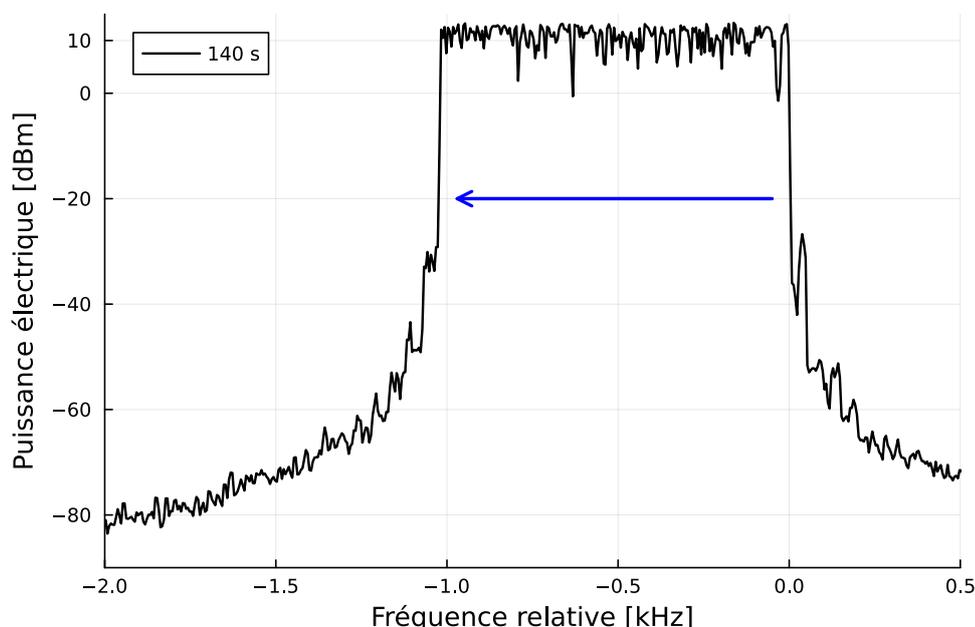


FIGURE 3.18 – Mesure à maintien de maximum du spectre électrique autour de 10.004355 GHz. Temps de mesure : 140 s. Résolution de mesure : 5 Hz.

Le dispositif est enclos dans une boîte en plexiglass mais aucun moyen actif ni passif de thermalisation des composants n'a été réalisé. Ainsi, l'allumage des instruments de mesure augmente progressivement la température de la pièce au cours de la journée et semble expliquer l'observation de variations de fréquences systématiquement des hautes fréquences vers les basses fréquences (ce qui correspond à l'élongation de la fibre ou l'augmentation de son indice).

On a observé des fluctuations lentes de la fréquence d'oscillation (figure 3.18) qui semblent être dues aux changements de température dans la salle d'expérience. Au bout de 140 secondes, la fréquence d'oscillation a varié de 1 kHz soit de 7.1 Hz/s à vitesse constante. Cet écart en fréquence est équivalent à un changement de température de 0.01 C° durant ce laps de temps.

A l'issue d'un changement de température trop important, la variation de fréquence

peut être supérieure à la valeur de l'ISL et on observe alors un saut de mode car le mode oscillant a quitté la zone d'oscillation au profit d'un autre mode qui s'en est rapproché. Dans la pratique, sans travail sur la stabilisation en température, on peut faire fonctionner l'expérience pendant plusieurs dizaines de minutes sans observer de sauts de modes.

Ces fluctuations de fréquence sont le principal défaut des dispositifs utilisant des fibres de longueurs kilométriques car elles nuisent à la fonction principale d'un oscillateur : avoir une fréquence stable et bien définie à long terme. Il est cependant possible réduire la sensibilité de l'OEO aux fluctuations thermiques de plusieurs façons. Il est d'abord possible d'utiliser des fibres optiques spéciales [139] (plus coûteuses qu'une fibre standard) présentant une sensibilité thermique moindre, comme les fibres à cœurs creux (hollow core)[140]. Il est aussi possible de thermaliser la fibre optique dans un bain thermique à température constante [141, 142]. Finalement, une autre approche consiste à compenser les fluctuations de phase de la fibre en rétroagissant sur la phase du signal micro-onde à l'aide d'un montage PLL [143]. On est ainsi capable d'atteindre des stabilités en fréquence de l'ordre de $\frac{\Delta f}{f_0} = 10^{-11} - 10^{-10}$ pour des temps d'intégration allant de 1 s à 1000 s.

Par ailleurs, cette sensibilité à la température permet également d'utiliser un oscillateur optoélectronique comme sonde de température [144].

3.5.6 Comparaison avec l'architecture classique

Nous avons mis en place une architecture d'OEO à modulation externe en utilisant les mêmes composants que dans l'architecture à modulation directe simple boucle présentée précédemment. La seule différence est l'ajout d'un modulateur Mach-Zehnder (**SDL Optics, OAP-MOD9140-f-f-0**) pour effectuer la transduction électrique/optique à la place de la modulation directe. Afin d'optimiser le bruit de phase et le caractère mono-mode du signal nous avons expérimentalement ajusté les paramètres du système. Ainsi, on trouve les meilleures caractéristiques pour un courant d'alimentation laser de 82 mA et une tension de biais de 4.2 V.

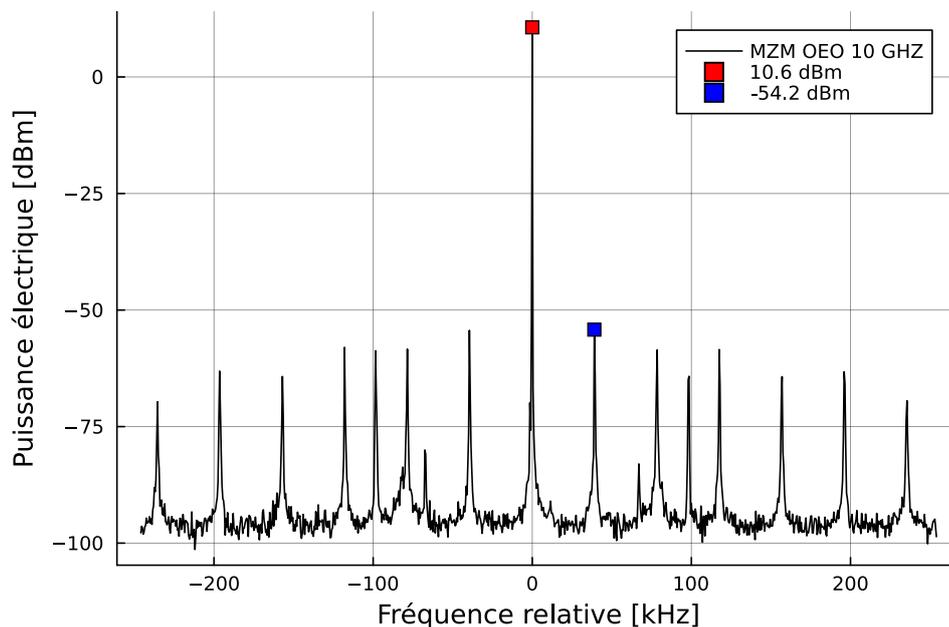


FIGURE 3.19 – Spectre électrique autour de 10 GHz dans la configuration classique. Résolution de mesure : 50 Hz.

Nous arrivons à obtenir un signal monomode stable (figure 3.19) avec un bon taux de rejection (moins bon qu'en architecture double boucle) de 65 dB. La puissance du signal utile est inférieure à celle de OEO à modulation directe et est de 10 dBm. On observe des signaux parasites à 100 kHz et 68 kHz de la porteuse, le premier ayant été identifié comme provenant de notre synthétiseur de fréquence (**Rohde & Schwarz, OCXO SMF100A**) lorsque celui-ci est sous tension. Ce bruit peut se propager dans l'OEO ou bien simplement être détecté par l'analyseur via rayonnement ou une pollution locale du secteur.

Le bruit de phase du signal à 10 GHz (courbe rouge sur la figure 3.20) présente de très bonnes caractéristiques. En effet, le palier de bruit est de -140 dBc/Hz et le bruit de phase est de -135.5 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse. Ces caractéristiques sont très semblables à celles obtenues précédemment dans le DMOEO à boucle simple (courbe noir).

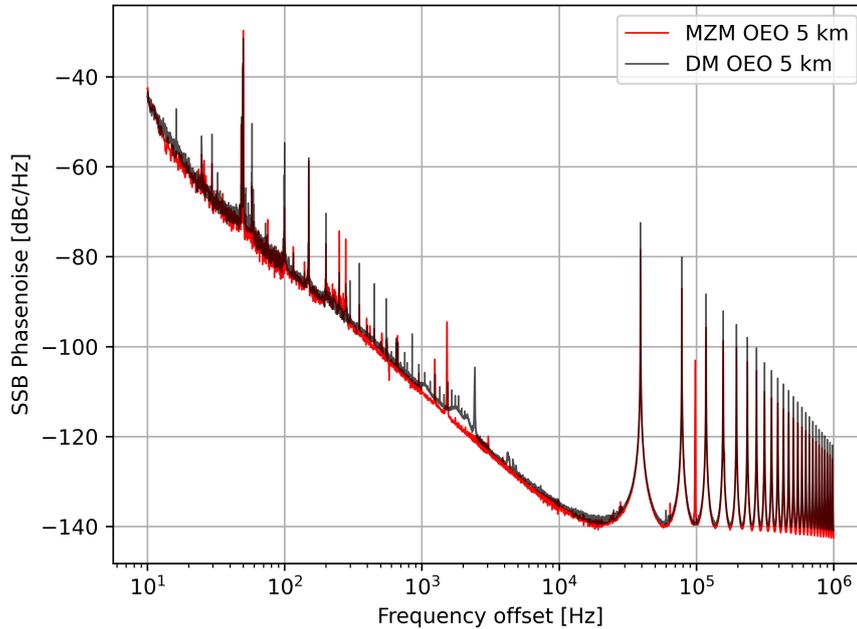


FIGURE 3.20 – Comparaison de bruit de phase d’OEO. OEO classique de 5 km (rouge), DMOEO de 5km (noire).

Cet accord remarquable entre les deux spectres de bruit montre bien que, dans nos conditions, la modulation directe n’est pas une source de bruit limitante par rapport à une architecture avec modulation externe. Si la modulation directe ajoute un excès de bruit, il faut d’abord travailler à réduire les excès de bruit qui nous limitent. La même conclusion est faite dans [123] où les caractéristiques de bruits des deux architectures sont aussi très proches. Le travail d’optimisation du bruit pourrait être plus poussé, en utilisant, par exemple, d’autres composants plus efficaces ou présentant moins d’excès de bruit. Cela ouvre la perspective de pouvoir implémenter des DMOEO générant des signaux micro-ondes potentiellement aussi purs spectralement que ceux générés par les meilleures OEO classiques [61].

3.6 DMOEO à double boucle

L'objectif de l'architecture double boucle est de contraindre le nombre de modes pouvant osciller dans la boucle. Cela doit réduire l'intensité des modes parasites sur le spectre électrique, mais surtout réduire le bruit de phase de ces pics autour de la porteuse à 10 GHz. Cette technique est très utilisée dans les OEO classiques [51, 52, 145, 50] mais est tout aussi compatible avec l'architecture DMOEO [146, 74, 128].

Le choix des longueurs des deux boucles est important, car cela impacte à la fois le bruit à basse fréquence et l'atténuation des modes parasites.

Pour comparer l'impact du choix des longueurs de fibre on peut représenter la fonction de transfert de l'architecture double boucle en fonction de la longueur de la deuxième boucle en considérant que la première présente une longueur fixée à 5 km.

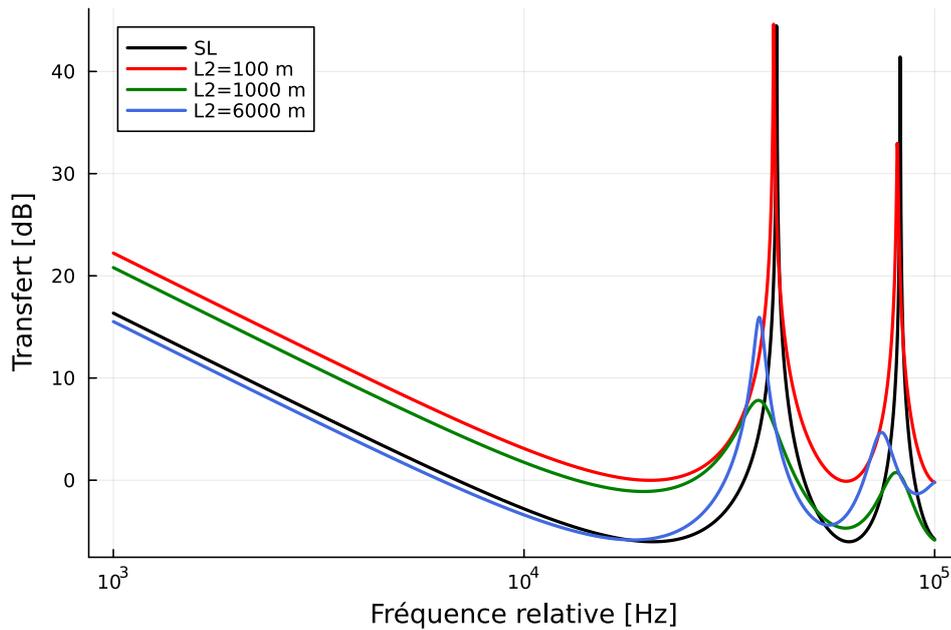


FIGURE 3.21 – Comparaison de la fonction de transfert pour différentes longueurs de fibre L_2 avec $L_1=5000$ m.

On remarque sur la figure 3.21 que pour préserver le bruit de phase à basse fréquence, il est préférable que les longueurs de fibres ne soient pas trop différentes. Si on choisit une boucle trop courte par rapport à celle choisie initialement pour optimiser le bruit de

phase, on observera un accroissement de la fréquence de Leeson et donc une dégradation du bruit de phase à basse fréquence. Par exemple, la courbe bleue illustre cela, la longueur moyenne de 5 km et 6 km est supérieure à la longueur d'une boucle simple de 5 km et on observe une amélioration du bruit de phase aux basses fréquences car la fréquence de coude de Leeson est légèrement plus basse.

L'effet Vernier a pour conséquence de produire un spectre contenant un ensemble de pics séparés par un intervalle spectral correspondant à la longueur moyenne des deux fibres. Ce spectre est sur-modulé (filtré) avec une périodicité fréquentielle correspondant à la différence de longueur des deux fibres. Ainsi, si la fréquence d'oscillation est dans une zone fréquentielle où la transmission est maximisée, la caractéristique du spectre autour d'elle dépend de la longueur moyenne des fibres. La différence de longueur de fibre permet de contrôler la périodicité spectrale du filtrage et donc la capacité à filtrer les pics plus ou moins proches de la fréquence d'oscillation. Utiliser des fibres dont la longueur est trop proche aura pour conséquence de filtrer le spectre sur des intervalles plus rapprochés qu'en utilisant des fibres dont les longueurs sont trop éloignées. Le choix des longueurs de fibres n'est donc pas trivial et dépendra surtout si le choix de filtrage se porte en priorité sur le maintien d'un bon bruit de phase basse fréquence ou sur l'extinction maximale des premiers modes parasites.

Avec le matériel à notre disposition et compte tenu des résultats présentés ci-dessus, nous choisissons de mettre en place une architecture double boucle dans un OEO à modulation directe dont les longueurs sont de 5 km et 6 km.

3.6.1 Mise en place expérimentale

Pour mettre en place l'architecture à double boucle, nous reprenons le même matériel que précédemment. Le signal laser se propage dans la fibre optique de 5 km avant d'être séparé par un coupleur fibré. La moitié du signal est photo-détectée directement tandis que l'autre moitié se propage sur 1 km supplémentaire avant d'être détectée sur une photodiode identique à la première. Dans cette configuration nous détectons deux signaux s'étant propagés sur 5 km et 6 km qui sont ensuite sommés avant d'être amplifiés par l'amplificateur de 36 dB présent en aval des photodiodes. Dans cette configuration, un déphaseur électrique variable est présent derrière chaque photodiode (avant addition des signaux) de sorte à ajuster la fréquence d'oscillation ainsi que l'effet Vernier. Finalement,

comme dans l'architecture précédente, le signal est filtré (filtre étroit centré à 10 GHz) puis amplifié avant d'être réinjecté sur le port de modulation du laser et sur un analyseur de spectre électrique.

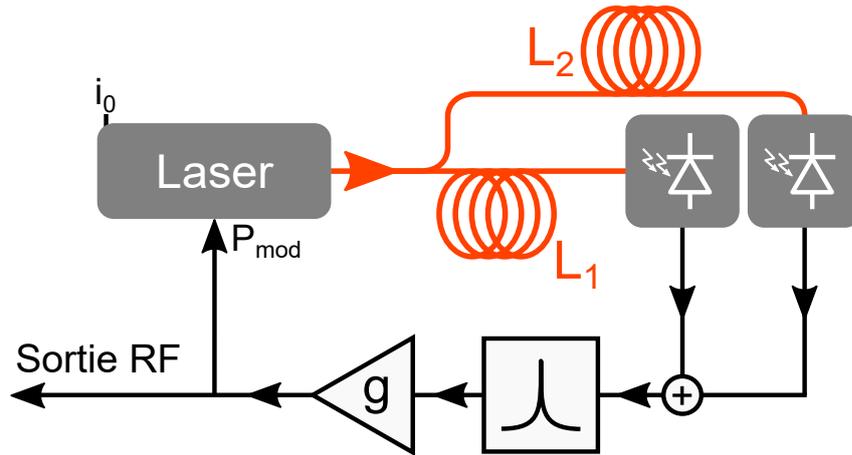


FIGURE 3.22 – Schéma de l'oscillateur à modulation directe en configuration double boucle.

3.6.2 Optimisation du bruit de phase

On a également observé que la puissance optique sur les photodiodes et le courant de modulation avaient un impact important sur le bruit de phase. On a ainsi ajusté ces paramètres afin d'optimiser les caractéristiques spectrales du signal oscillant.

Dans cette configuration le courant de biais du laser était de 73 mA. La puissance optique était de 4.9 mW en sortie de laser, de 1.3 mW au bout de la ligne de 6 km et de 1.2 mW au bout de celle de 5 km. L'ajustement des retards électriques variables est crucial dans ce cas, car il impacte non seulement la fréquence d'oscillation mais également la forme de la fonction de filtrage produit par l'effet Vernier.

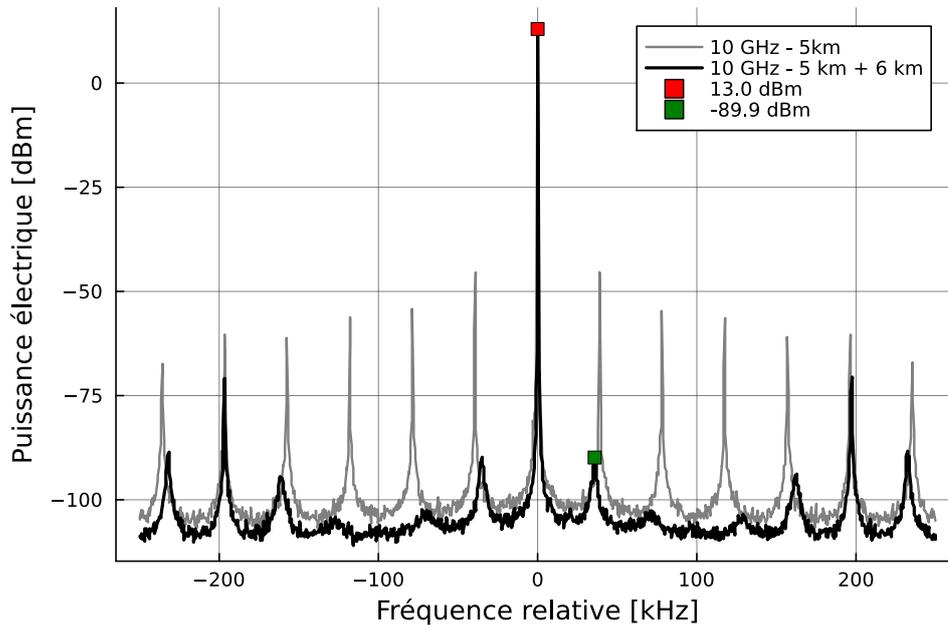


FIGURE 3.23 – Spectre électrique autour de 10 GHz. Boucle simple (gris), RBW = 30 Hz. Double boucle (noir), RBW = 5 Hz.

Le système génère une oscillation stable et monomode à 10 GHz, dont la puissance est de 13 dBm (voir figure 3.23).

On observe une réduction drastique du premier mode parasite. Le taux de réjection au plus proche de la porteuse est de plus de 100 dB, c'est-à-dire beaucoup plus élevé que dans la configuration simple boucle (60 dB). La fréquence de répétition de ces modes parasites est légèrement différente que dans la première architecture, en effet la longueur de boucle moyenne étant ici de 5.5 km, on s'attend à observer un ISL de 36 kHz. La forme périodique de l'effet Vernier est aussi visible, les deuxièmes et troisièmes premiers pics sont noyés sous le bruit, tandis que les suivants sont de nouveaux mesurables jusqu'à atteindre un maximum autour de 200 kHz. La périodicité fréquentielle de filtrage des pics est d'environ 200 kHz c'est à dire l'intervalle spectral libre d'une cavité dont la longueur serait de 1 km, soit la différence des deux longueurs de boucles.

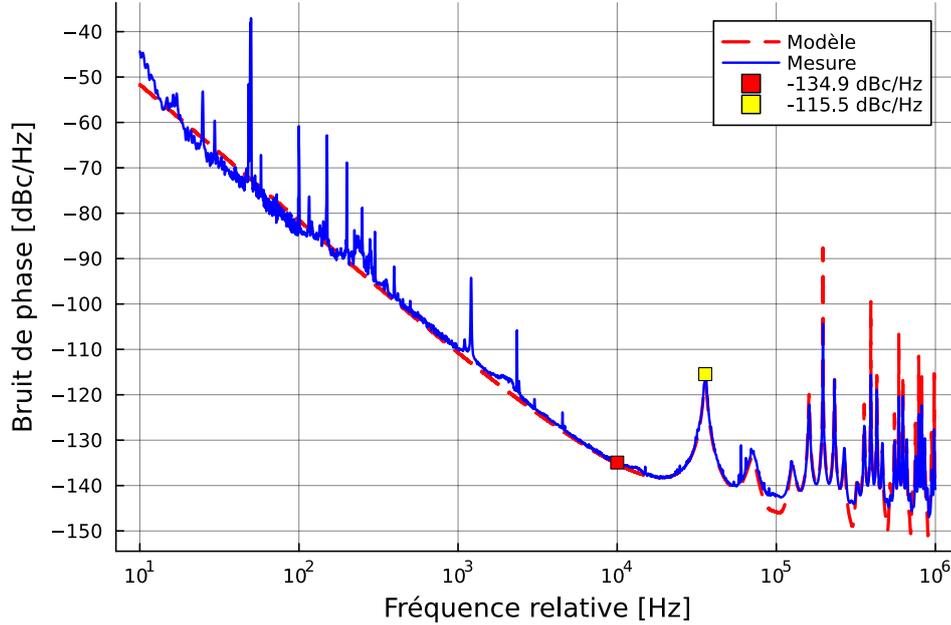


FIGURE 3.24 – Bruit de phase à 10 GHz. Mesure (courbe bleu), Résolution de mesure de 1% par décade. Modèle (courbe rouge pointillée).

Le bruit de phase de ce signal est présenté sur la figure 3.24. Une réduction drastique de l’impact du premier, deuxième et troisième modes parasites est également observée dans le bruit de phase. En effet le bruit du premier mode parasite culmine à -115.5 dBc/Hz là où on observait -72 dBc/Hz dans la configuration double boucle. Cela correspond à une réduction de 43.5 dB. Le bruit de phase à basse fréquence n’est pas dégradé par rapport à l’ancienne architecture et on mesure un bruit de phase de -135 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse. D’autres part, l’effet Vernier a pour conséquence de périodiser cet effet, on observe toujours des modes parasites élevés mais ceux-ci sont plus rares.

Nous avons adapté le modèle utilisé précédemment en considérant la fonction de transfert de l’architecture double boucle et la prise en compte des termes de bruit supplémentaires produite en sortie de la seconde photodiode, à savoir : le bruit thermique, le bruit de grenaille ainsi que le terme de RIN tenant compte du retard entre les deux signaux. Nous avons choisi de garder la même source de bruit de scintillement basse fréquence que nous avons obtenus précédemment par ajustement de courbe ($b_{-1} = 4.2 \times 10^{-10}$ rad²). On observe (courbe rouge) un très bon accord entre le modèle et la mesure sur toute la bande de fréquence étudiée, il semble néanmoins qu’il soit moins fidèle à certains endroits,

où il prédit des bruits de phase plus faibles.

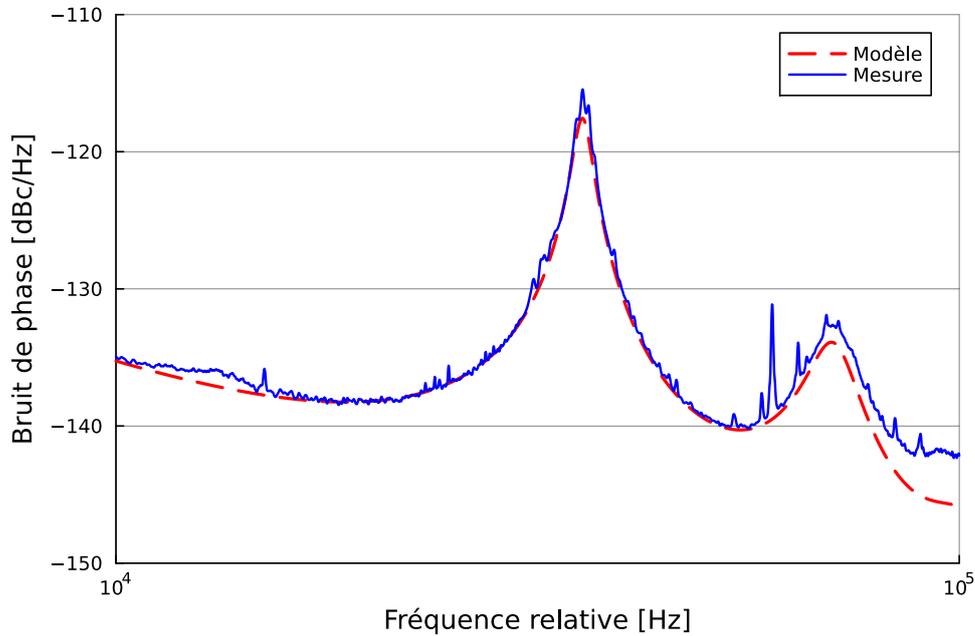


FIGURE 3.25 – Bruit de phase du premier mode parasite autour de 10 GHz. Mesure (courbe bleu). Modèle (courbe rouge).

Le modèle décrit bien la forme du spectre de bruit de phase lorsque celui-ci est acquis avec une résolution suffisante. On peut voir (figure 3.25) que le modèle prédit de manière remarquable la réduction du premier mode parasite autour de 36 kHz. À l'inverse la résolution semble être trop faible autour de 200 kHz pour mesurer précisément la hauteur du mode parasite et le comparer avec le modèle.

À titre de comparaison, le DMOEO à double boucle implémenté dans [128] utilise des fibres de 900 m et 1200 m. Le signal généré à 2.4 GHz présente un bruit de phase de -110 dBc/Hz à 10 kHz et une réjection du premier mode parasite de 52 dB.

Nous avons donc vu que l'usage d'une seconde boucle dans un OEO était réalisable dans le cas des DMOEO et que cela n'affecte pas le fonctionnement ni les performances du système. De plus le modèle proposé dans [50] prédit correctement les performances observées expérimentalement dans les deux configurations. Il a été montré [54, 147] et théorisé [50, 54, 148, 149] que l'usage de plus de deux boucles dans un OEO permettrait

d'augmenter davantage la sélectivité spectrale et la réduction de l'impact des modes parasites dans le bruit de phase du signal.

D'autres stratégies existent pour réduire l'intensité des modes de boucle non-oscillant [142]. Par exemple dans [150], un signal extérieur à basse fréquence est ajouté à la rétroaction sur le courant laser d'un DMOEO. La compétition de gain entre cette excitation et les modes de résonances de boucle mène à ce que ce soit la fréquence la plus au centre du filtre qui atteigne un régime permanent d'oscillation. Cette technique est utile pour rendre monomode un DMOEO présentant une longueur de boucle (unique) kilométrique mais présentant une bande de filtrage trop large pour que le système soit naturellement monomode où bien simplement pour réduire l'impact des modes parasites.

Finalement, il serait intéressant, dans de futurs travaux, d'implémenter ces architectures (entre autres optimisations) dans le cas de la modulation directe afin de vérifier expérimentalement quels sont les limites de performances des DMOEO.

3.6.3 Observation d'harmoniques

Comme dans la configuration en simple boucle, la non-linéarité de l'amplificateur électrique saturé engendre une distorsion du signal monomode et fait ainsi apparaître des harmoniques du signal à 10 GHz. On représente dans la figure 3.26 la seconde harmonique à 20 GHz.

La puissance de cette harmonique est de -7.6 dBm et la puissance du premier mode parasite est de -99 dBm. Le taux de réjection est de 91 dB mais dégradé de 9 dB par rapport au signal à 10 GHz. Ce taux de rejection reste bien meilleur (de 40 dB) que celui de la seconde harmonique dans l'architecture simple boucle (50 dB).

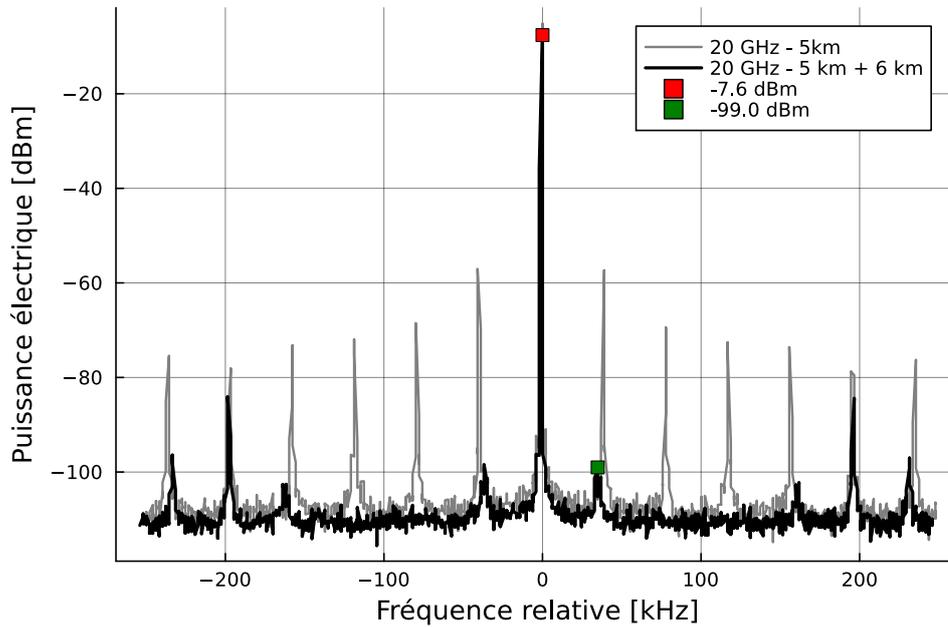


FIGURE 3.26 – Spectre électrique autour de 20 GHz. Boucle simple (gris), RBW = 30 Hz. Double boucle (noir), RBW = 5 Hz.

3.6.4 Gigue fréquentielle

On observe une dérive de fréquence lente dans cette configuration également. De la même manière que dans l'architecture simple boucle, la dérive de fréquence semble systématiquement des fréquences hautes vers les fréquences basses, nous confortant dans le sens que le système est sensible à la température moyenne dans la salle d'expérimentation qui augmente dans le temps après l'allumage des instruments de mesure.

Expérimentalement, on arrive à observer un signal monomode stable sur des durées de plusieurs dizaines de minutes, la dérive est suffisamment lente pour qu'aucun saut de mode ne soit observé sur ces durées. On a mesuré la dérive en fréquence (figure 3.27) sur une période de 13 minutes.

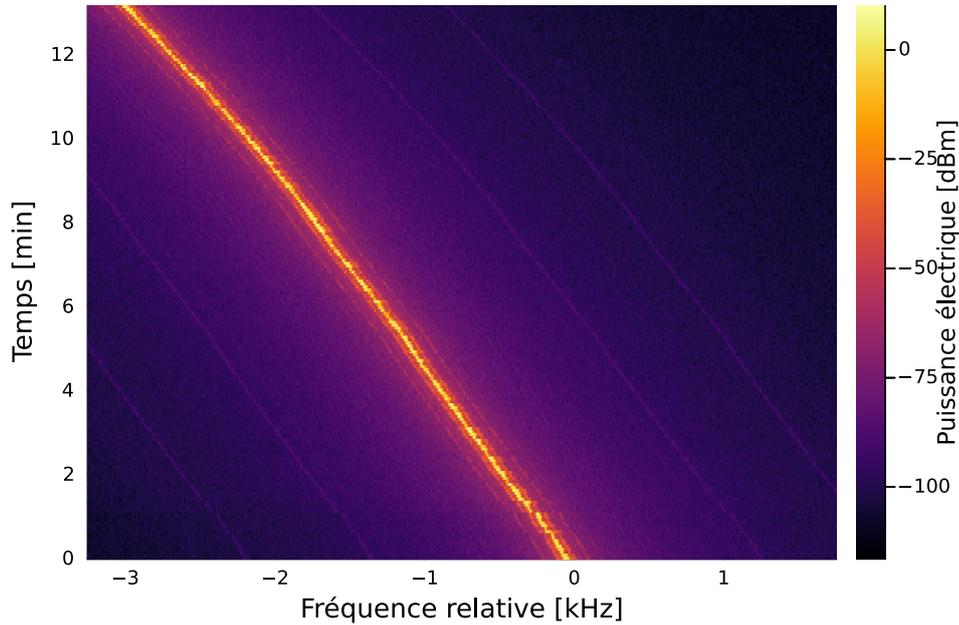


FIGURE 3.27 – Spectrogramme autour de 10 GHz. Durée : 13 minutes.

On mesure une dérive de fréquence de 3 kHz au bout de 13 minutes. Sous l’hypothèse que la dérive est constante dans le temps, cela correspond à une vitesse de dérive de 3.84 Hz/s (230 Hz/min). La même expérience reproduite sur différents jours ne donne pas toujours la même vitesse car elle dépend des conditions environnementales (l’évolution de la température). On a ainsi pu mesurer des vitesses allant jusqu’à 9.2 Hz/s (552 Hz/min). Des vitesses de dérive du même ordre de grandeur (1 kHz/min) ont déjà été observées dans un OEO classique à double boucle [151] ainsi qu’une réduction de 80% (200 Hz/min) de cette vitesse en stabilisant la température du système.

Notons que les vitesses mesurées ici sont du même ordre que dans la configuration simple boucle. Cependant, cette sensibilité à la température est susceptible de dégrader la qualité du bruit de phase dans l’architecture à double boucle. En effet, les deux fibres sont de longueurs différentes et peuvent en principe percevoir une variation différente de la température et donc présenter des déphasages de boucle qui altèrent l’ajustement préalable de l’effet Vernier.

3.6.5 Influence du filtrage

La configuration à double boucle contraint intrinsèquement le nombre de modes pouvant osciller dans la bande du filtre. L’effet Vernier a pour conséquence d’augmenter

artificiellement l'intervalle spectral libre, on devrait donc pouvoir faire osciller un signal monomode et stable en utilisant un filtre plus large. Nous avons utilisé un filtre centré sur 10 GHz présentant une largeur à mi-hauteur de 80 MHz (figure 3.28) à la place du filtre étroit.

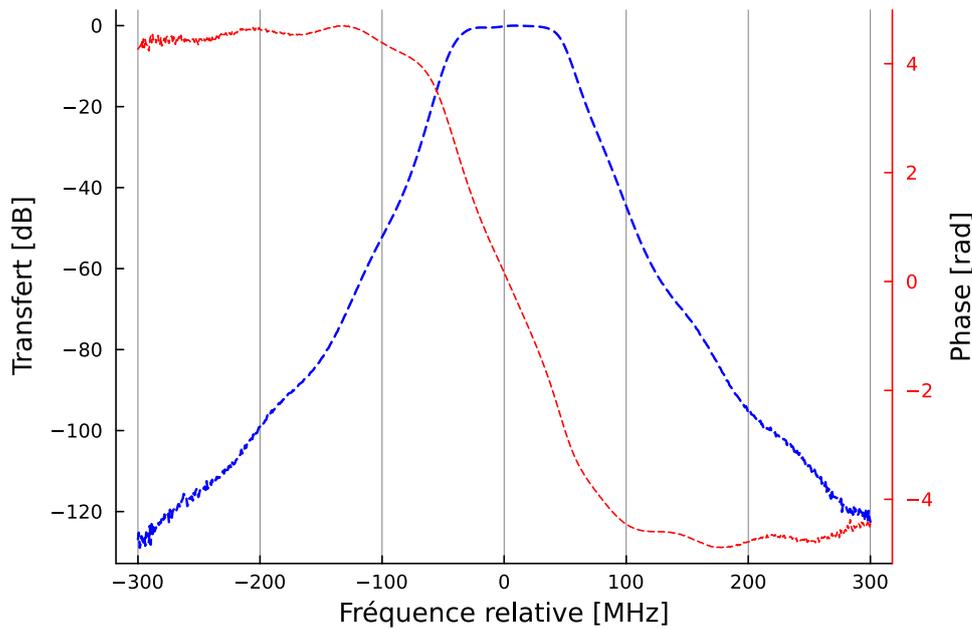


FIGURE 3.28 – Fonction de transfert mesurée et normalisée du filtre large autour de 10 GHz. Intensité (courbe bleue). Phase (courbe rouge).

L'OEO se comporte de manière stable et présente une oscillation monomode à 10 GHz. (voir figure 3.29). On observe une réduction importante des premiers modes parasites avec une rejection de 99.7 dB au plus proche de la porteuse. Le filtrage par effet Vernier est visible, avec sa périodicité proche de 200 kHz correspondant à l'intervalle spectral libre d'une cavité constituée de la différence de longueur entre les deux boucles, c'est-à-dire ici 1 km. Les modes parasites présentent un maximum à tous ces intervalles, les premiers d'entre eux ont une puissance de -69 dBm (réjection de 76 dB).

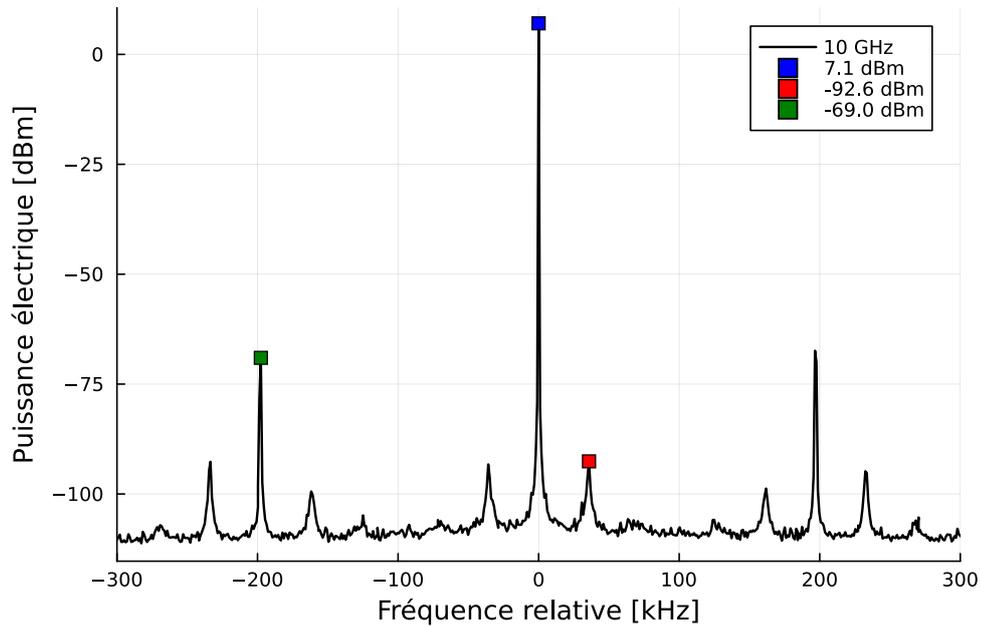


FIGURE 3.29 – Spectre électrique autour de 10 GHz dans la configuration utilisant le filtre de 80 MHz.

Le bruit de phase de ce signal (figure 3.30) présente de très bonnes caractéristiques spectrales très similaires à l'architecture utilisant le filtre étroit. Le palier de bruit est ici à -140 dBc/Hz et le bruit est de -135.8 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse, soit légèrement plus bas que dans l'expérience précédente.

Ces résultats montrent que l'effet Vernier contraint suffisamment la sélectivité spectrale des modes pour pouvoir augmenter la bande de filtrage. Ce point est intéressant car les filtres très étroits sont onéreux et rares dans le commerce. L'usage de la double boucle permet donc à la fois de réduire drastiquement l'impact des modes parasites sur le bruit de phase proche de la porteuse mais également de réduire le coût de mise en place du dispositif.

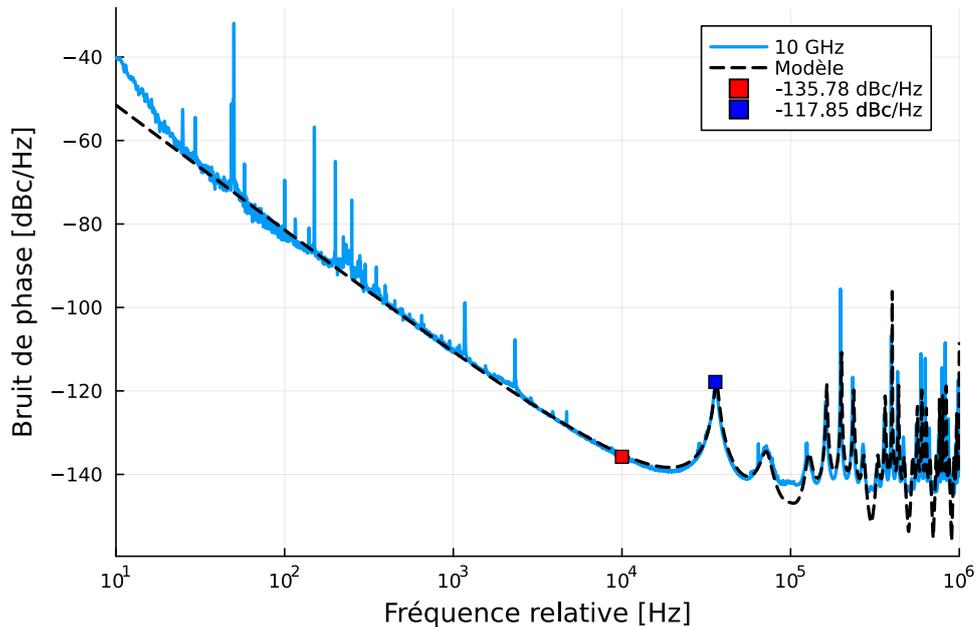


FIGURE 3.30 – Bruit de phase à 10 GHz dans la configuration utilisant le filtre de 80 MHz.

3.7 Conclusion

Nous avons montré qu'un oscillateur opto-électronique utilisant la modulation directe d'un laser comme transducteur électrique/optique est capable d'assurer des oscillations stables et monomodes sans ajout de bruit par rapport à une architecture classique. En optimisant expérimentalement le bruit de phase, nous avons montré des performances à l'état de l'art pour cette architecture (-135 dBc/Hz à 10 kHz d'une porteuse à 10 GHz) dans la configuration simple boucle comme dans la configuration double boucle.

L'architecture double boucle a permis de réduire fortement la puissance des modes parasites proche de la porteuse en passant d'une rejection de 60 dB à 90 dB et une réduction de 43 dB l'impact du premier mode parasite dans le bruit de passe (passant de -72 dBc/Hz à -115 dBc/Hz). De plus cette architecture contraint suffisamment le domaine spectral pour utiliser un filtrage électrique moins étroit. Nos travaux montrent que le bruit de phase de ce système est limité par le RIN haute fréquence du laser et semble limité à basse fréquence par les bruits multiplicatifs issus de la rétrodiffusion Rayleigh et de la conversion du bruit de fréquence du laser par la dispersion dans la fibre.

Au vu des très bonnes performances des DMOEO présentés dans ce travail, un travail plus approfondi sur le choix des composants (laser moins bruyant, photodiode plus efficace, fibre à dispersion décalée) serait intéressant afin de voir quelles sont les performances ultimes atteignables par un OEO à modulation directe.

Cette architecture, plus simple et compacte que les précédentes, ouvre la voie vers une miniaturisation monolithique sur puce photonique des OEO. Le long délai fourni par la fibre optique représente cependant un volume incompressible mais l'usage d'une cavité optique résonnante sur laquelle le laser est verrouillé [152] pourrait permettre d'assurer un fort facteur de qualité.

Finalement, dans tout ce chapitre, nous nous sommes exclusivement intéressés aux caractéristiques du signal électrique après la photo-détection. Bien que le laser et la fibre optique ne servent que de véhicule pour retarder l'enveloppe micro-onde, il serait intéressant d'étudier le signal optique et notamment de lui conférer des caractéristiques intéressantes. Le laser, modulé fortement, a montré un spectre en forme de peigne optique (quelques raies) qui pourrait potentiellement être transformé en peigne optique plus large. De plus, un peigne optique dont les raies sont en conditions d'interférences constructives (en phase) correspond à un régime temporel impulsionnel. Ces deux propriétés ont de nombreuses applications potentielles. Nous nous intéressons à ce sujet dans le prochain chapitre.

Le lecteur trouvera ci-dessous l'article publié en revue à comité de lecture qui synthétise ce chapitre.

Low Phase Noise Direct-Modulation Optoelectronic Oscillator

Brian Siquin , Marco Romanelli , Steve Bouhier, Ludovic Frein, Mehdi Alouini , and Marc Vallet 

Abstract—A direct-modulation OEO (DM-OEO) generating stable 10 GHz and 20 GHz signals is presented. A single loop and a dual loop approach are implemented and compared. We show an output signal of 15 dBm RF power, and a phase noise as low as -135 dBc/Hz at 10 kHz offset from the 10 GHz carrier. The 20 GHz second harmonic exhibits a noise level of -127 dBc/Hz at 10 kHz. A high spur level reduction is also obtained in the dual loop architecture.

Index Terms—Optoelectronic oscillator, microwave generation, directly modulated laser, phase noise, delayed feedback.

I. INTRODUCTION

THE generation of pure microwave signals with low phase noise is a requirement for applications as diverse as coherent telecommunications, clock sharing, or tele-detection. Methods based on quartz oscillators and frequency multiplication for generating high frequency carriers are not sufficient for current needs, and a new generation scheme called Opto-Electronic Oscillator (OEO) was introduced in the late 90's to lower the phase noise at high carrier frequencies (typically a few tens of GHz) [1]. This system is based on the insertion of a low loss (0.2 dB/km) km-long optical fiber in an opto-RF feedback loop. The optical part of the loop serves as a long delay line, resulting in a high-Q resonator for the optically-carried RF signal. Most of the OEO architectures include a Mach-Zehnder Modulator (MZM) as an external optical intensity modulation element [2]. An alternative to this widespread scheme is direct modulation (DM) of the injection current of a semiconductor laser. DM is arguably the simplest possible OEO scheme [3], and offers a cheaper and more compact approach. In comparison with the huge literature on the classical MZM-based architecture, the DM approach has been much less explored. An early paper studying the effect of delayed feedback on the laser current is [4]. At that time people were strongly interested in instabilities, however the authors already noted that such a system “may be conveniently used as a high frequency source”. Many subsequent studies on semiconductor lasers with

optoelectronic feedback were indeed focused on dynamical instabilities [2]. More recently, some authors proposed setups based on various combinations of optoelectronic feedback and optical injection [5] or feedback [6], [7] with the aim of generating stable and possibly tunable microwave signals. Direct current modulation of a microsquare laser was used in [8] to generate tunable signals with good phase noise. Very recently, an architecture similar to the one presented here was published [9], showing OEO operation between 8 and 12 GHz.

In this paper, we implement the DM-OEO scheme in its simplest form, and study in detail its performances as a generator of high frequency signals. In addition to the single-loop architecture, we study a dual-loop scheme which improves some figures of the OEO, at the expense of an increased complexity. Our system exhibits stable single-frequency oscillation of a 10 GHz carrier, with 15 dBm output RF power and -135 dBc/Hz phase noise at 10 kHz offset from the carrier. The rejection ratio of adjacent resonant modes is 60 dB in the single-loop scheme, and more than 80 dB with the dual loop. Furthermore, due to nonlinearities in the feedback loop, 20 GHz output is also available. These results constitute, to the best of our knowledge, the state-of-the-art of DM-OEOs, and show that the performances of DM-OEOs are comparable to standard OEOs. Thus, direct modulation is a valuable alternative, which should be considered in particular when one aims at monolithic photonic chips [10]. The paper is organized as follows. In Section II we present the experimental results of the single and dual loop DM-OEO, together with a comparison to a simple phase noise model. We offer some conclusions and perspectives in Section III.

II. EXPERIMENTAL RESULTS

A. Single Loop DM-OEO

The simplest possible OEO consists in a directly-modulated laser, controlled by a bias current and a modulation current (Fig. 1). Light from the laser passes through a km-long optical fiber before being detected by a photodiode. The generated photocurrent is then filtered by a high-Q dielectric resonant filter centered at 10 GHz, suitably amplified, and fed back into the laser modulation port. In the standard OEO [1], the MZM provides the optical modulation function. Thanks to its nonlinear response, the MZM also displays a power saturation behavior that sets the stable working point of the oscillator, fulfilling the Barkhausen condition $\|A\beta(f_0)\| = 1$, where A and $\beta(f_0)$ represent the gain and the transfer function of the feedback loop respectively [11]. In our scheme, it is the electrical amplifier

Manuscript received March 15, 2021; revised August 12, 2021; accepted September 7, 2021. Date of publication September 10, 2021; date of current version December 16, 2021. (Corresponding author: Brian Siquin.)

The authors are with the University of Rennes, CNRS, Institut FOTON UMR 6082, F-35000 Rennes, France (e-mail: brian.siquin@univ-rennes1.fr; marco.romanelli@univ-rennes1.fr; steve.bouhier@univ-rennes1.fr; ludovic.frein@univ-rennes1.fr; mehdi.alouini@univ-rennes1.fr; marc.vallet@univ-rennes1.fr).

Color versions of one or more figures in this article are available at <https://doi.org/10.1109/JLT.2021.3111703>.

Digital Object Identifier 10.1109/JLT.2021.3111703

0733-8724 © 2021 IEEE. Personal use is permitted, but republication/redistribution requires IEEE permission. See <https://www.ieee.org/publications/rights/index.html> for more information.

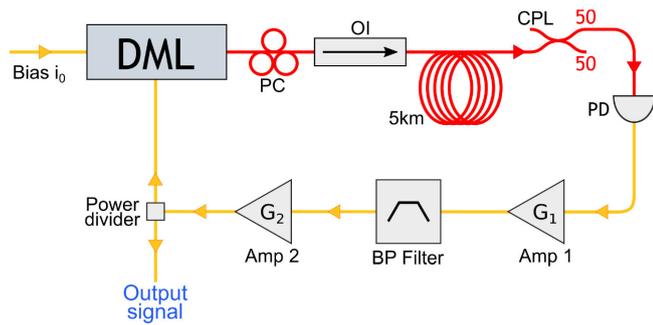


Fig. 1. Single loop DM-OEO scheme. DML: Directly Modulated Laser, OI: Optical isolator, PC: Polarization controller CPL: Optical 50/50 coupler, PD: Photodiode.

that plays the role of the saturating component, stabilizing the circulating RF power.

Fig. 1 shows the experimental setup of the single loop DM-OEO architecture. A commercial telecommunication DFB laser (NEL, NLK5C5E2KA), with a modulation bandwidth larger than 10 GHz and an overall efficiency $\eta_L = 0.07$ W/A is used as the electrical to optical conversion component at 10 GHz. The optical delay is induced by a 5 km-long SMF fiber, which is connected to a 50/50 coupler offering at the same time an optical output port to the DM-OEO and an adapted level of optical power on the photodiode. The photodiode is an InGaAs semiconductor PIN photo-diode (Nortel, PP-10 G) with a responsivity $\eta_{Ph.D} = 0.88$ A/W, a saturation power of 0 dBm and a 500 V/A transimpedance gain at its output. The output voltage is amplified by a 36 dB RF amplifier (Amp 1) with a +14 dBm P1dB output power and a 0.7 dB typical noise figure. A custom high Q-factor ($Q = 2500$) dielectric filter from LAAS¹ with a -3 dB bandwidth of 4 MHz and centered around $f_0 = 10.00485$ GHz is added at the output of Amp 1. Due to some degradation of its internal connectors, the filter displays insertion losses of about 10 dB. The filtered signal is then amplified again by a 28 dB RF amplifier (Amp 2) which has a P1dB output power of 18 dBm and a 8 dB typical noise figure. After Amp 2, the signal passes through a 3 dB power divider. Half of the RF power is fed back to the laser through the RF input port, the other half constitutes the useful output signal, and is directed towards a phase noise analyzer (Rohde & Schwarz FSWP26). The laser is driven by a continuous bias current i_0 , and controlled in temperature. In our experiment we set the bias current i_0 at 70 mA (the laser threshold is $i_{th} = 10$ mA) and measure a mean optical power of 4.6 mW at the output of the laser and 1.35 mW at the input of the photodiode. An optical isolation stage was also added in front of the optical fiber in order to avoid optical feedback in the laser and the dynamical instabilities that it could cause.

Fig. 2 shows the RF spectrum of the output signal from the DM-OEO. An extracted electrical power of 15 dBm is available at the carrier frequency of 10.00436 GHz. The adjacent peaks are non-oscillating resonant modes of the delay loop, apart from

¹Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes F-31077 Toulouse, France.

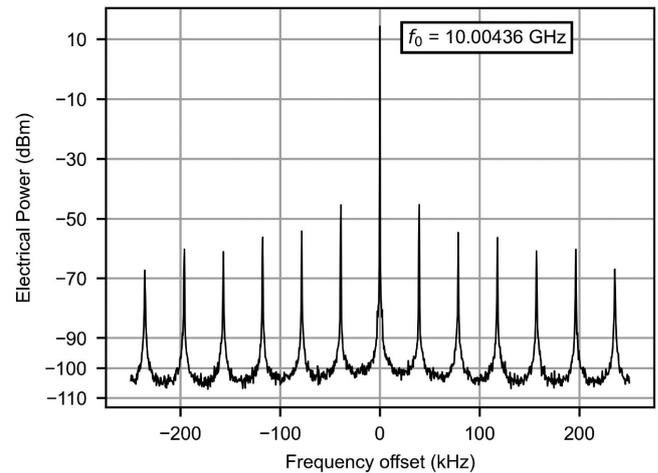


Fig. 2. Electrical spectrum of the 10 GHz carrier in the single loop DM-OEO. Span: 500 kHz. Resolution Bandwidth: 10 Hz.

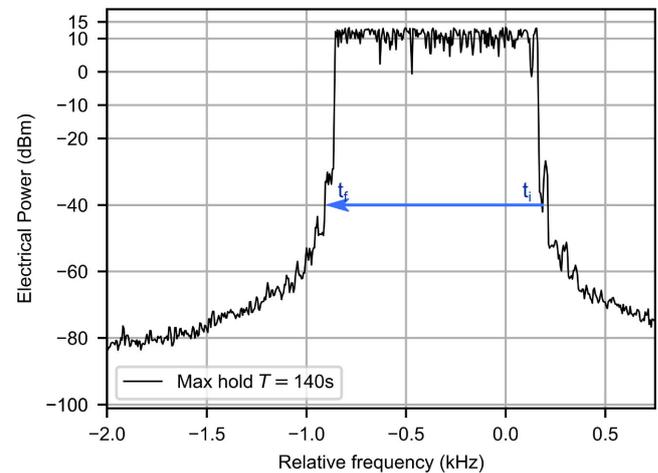


Fig. 3. Max hold of the 10 GHz carrier drift in the single loop DM-OEO. Resolution Bandwidth: 5 Hz. Measurement time: 140 s. Center frequency: 10.004355 GHz.

each other by the Free Spectral Range $FSR = \frac{c}{nL} = 40$ kHz, where n and L are the fiber refractive index and length respectively. The rejection ratio of the highest peaks is of 60 dB.

The spectrum profile presented in Fig. 2 is stable in time, in the sense that no mode hops are observed. However, a slow constant drift of the carrier frequency is present. We quantified the frequency drift by configuring the ESA trace settings on Max Hold (Fig. 3). We observed a drift towards low frequencies of 1 kHz in 140 s, corresponding to 7.2 Hz/s. This absolute frequency stability is obtained without any particular thermal or mechanical stabilization effort (the setup is inside a non-thermalized plexiglass box, on an optical table). One may expect that such a drift would eventually lead to a mode hop. However, a drift of the order of the FSR would require more than one hour, consistent with our observation of no mode hops over a 10 minutes time scale. Given the fact that the carrier frequency diminishes in time, the drift may be attributed to a slow thermal expansion of the fiber loop.

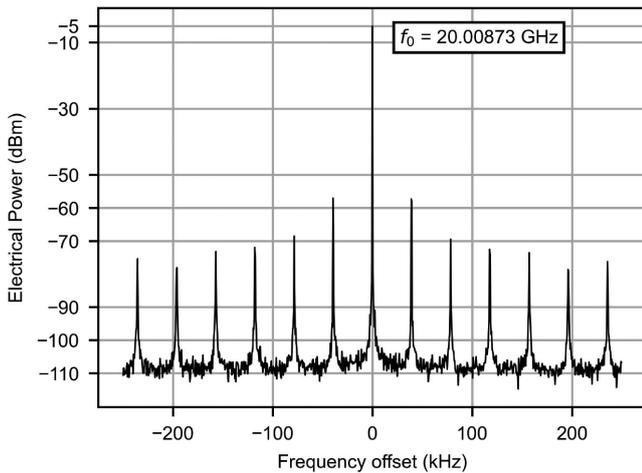


Fig. 4. Electrical spectrum of the 20 GHz carrier in the single loop DM-OEO. Span: 500 kHz. Resolution Bandwidth: 30 Hz. The difference in resolution bandwidth with respect to Fig. 2 is inessential and does not impact the spectrum.

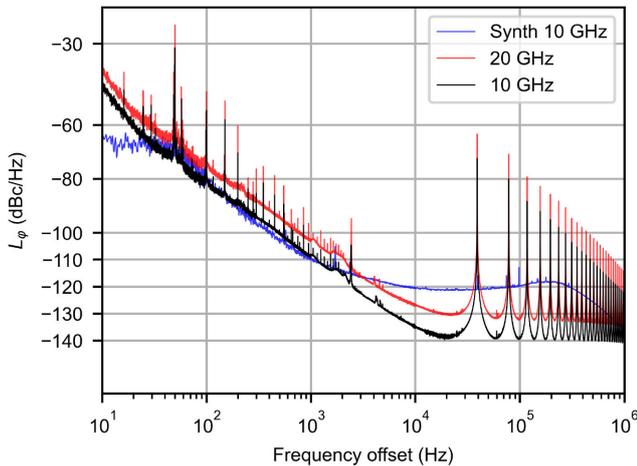


Fig. 5. Phase noise spectrum of the 10 GHz & 20 GHz carriers in the single loop DM-OEO. Synth: Phase noise of a low-noise Rohde & Schwarz SMF100A-B1 OCOXO electrical synthesizer at 10 GHz. Measurements were made with a 50 XCORR factor (50 cross correlations at 10 Hz) and a 0.1% RBW.

The distortions of the saturated second amplifier also generate harmonics at higher frequencies. Our ESA cannot analyze frequencies beyond 26.5 GHz so we can only observe the second harmonic carrier (at 20 GHz). Such a behavior has already been used to create a third harmonic generator in an OEO [12].

Fig. 4 shows the RF spectrum of the 2nd harmonic, exhibiting an oscillation power of -5 dBm and a rejection ratio of 50 dB of the non-oscillating modes.

In Fig. 5 we present the phase noise spectra of both 10 GHz and 20 GHz signals, measured with Rohde & Schwarz FSWP26 allowing the tracking of the oscillating frequency and measurement of precise phase noise spectra using cross correlation to lower the influence of its internal oscillator noise. Our experiment shows a phase noise of -135 dBc/Hz at 10 kHz offset from the 10 GHz carrier and of -127 dBc/Hz at 10 kHz offset from the 20 GHz carrier. The phase noise floors are of -140 dBc/Hz

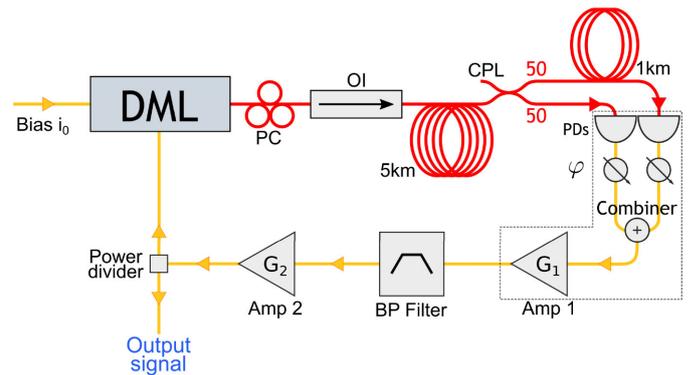


Fig. 6. Dual loop DM-OEO schematic. DML: Directly Modulated Laser, PC: Polarization controller, OI: Optical isolator, CPL: Optical 50/50 coupler, PDs: Photo-diodes, φ : Phase-shifters.

at 10 GHz and -130 dBc/Hz at 20 GHz respectively. The non-oscillating modes appear as spurs in the phase noise spectra. The highest ones are at 40 kHz from the carriers, and their noise level is between -60 dBc/Hz and -80 dBc/Hz (actually the spurs levels suggested by Fig. 5 are probably underestimated by about 10 dB, see the discussion in II-C). For the sake of comparison, we plotted the phase noise of a electrical low-noise synthesizer (Rohde & Schwarz SMF100A-B1 OCOXO) oscillating at 10 GHz. One can see that the DM-OEO signal is as good as the synthesizer between 30 Hz and 2 kHz, and better than it after 2 kHz, apart from the spurs. For instance, at 10 kHz from the carrier the OEO phase noise is 15 dB below the synthesizer.

B. Dual Loop DM-OEO

The single loop OEO architecture provides a high rejection ratio and low phase noise, but non-resonant spurs degrade the phase noise at the optical FSR frequencies and they can be very high (-60 dBc/Hz or more). One way to lower them is to use a dual loop approach [13]. Such an approach is not specific to the DM-OEO, and has been widely studied with external modulation schemes. By splitting the laser output signal in two different paths with different delays and combining them electrically after the photodiode detection, we are able to filter out the spurs by RF interferometry.

Fig. 6 shows our experimental implementation of the dual loop DM-OEO. At variance with the single loop scheme, the second output port of the 50/50 coupler is connected to a 1 km fiber followed by a second identical PP-10 G transimpedance photodiode. Then each of the two electrical signals passes through a variable phase shifter before being combined. The resulting signal is amplified by the 36 dB amplifier and the following link scheme is the same as that of the previous section. Our configuration corresponds to a dual loop architecture with 5 km and 6 km loop lengths. Only the modes that are resonant for both loops are not filtered out, and thus are modes of the overall oscillator. We optimized the phase noise by setting the bias current of the laser to 73 mA. We then measured a laser optical power of 4.9 mW, an optical power of 1.2 mW at the end of the 1 km fiber and 1.3 mW on the second output port of the coupler. Empirically we observed that the bias current,

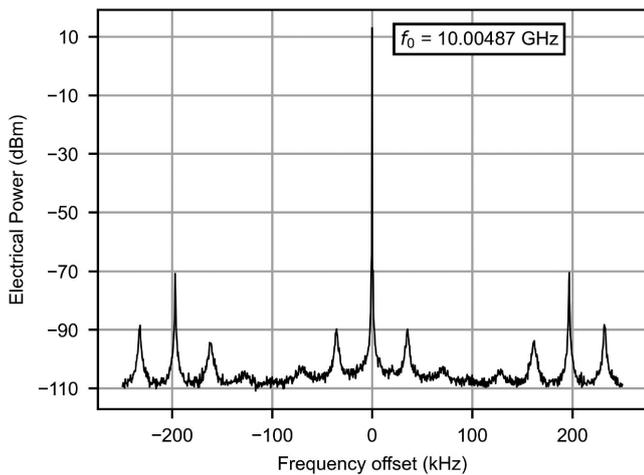


Fig. 7. Electrical spectrum of the 10 GHz carrier in the dual loop DM-OEO. Span: 500 kHz. Resolution Bandwidth: 5 Hz.

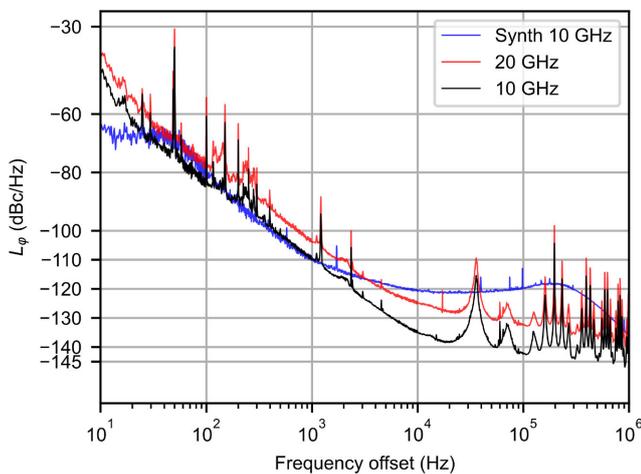


Fig. 8. Phase noise spectrum of the 10 GHz & 20 GHz carriers in the dual loop DM-OEO. Synth: Phase noise of a low-noise Rohde & Schwarz SMF100A-B1 OCXO electrical synthesizer at 10 GHz. Measurements were made with a 30 XCORR factor (30 cross correlations at 10 Hz) and a 1% RBW.

the laser modulation power, and the electrical phase-shifts are determinant in the optimization of the phase noise level. We also observed, consistently with [14], that the performance in terms of phase noise is improved by adjusting the optical power slightly beyond the saturation level of the photodiodes. Indeed, the P1dB input power of our detector is 1 mW but the mean optical power we inject is around 1.2 mW.

The resulting electrical spectrum at 10 GHz (Fig. 7) exhibits a high rejection ratio of more than 80 dB. In particular, the closest-to-the-carrier spurs (at 40 kHz) are at -90 dBm for a carrier power of 13 dBm. As we use the second RF amplifier (28 dB) at its saturation point, we observe SHG at 20 GHz as in the single loop architecture, with a relatively high -7 dBm power at 20 GHz, and a high rejection ratio of 90 dB near the carrier. The dual loop architecture exhibits better RF spectra profiles, while the signal powers remain of the same order both at 10 and 20 GHz.

Fig. 8 shows the phase noise of the two carriers in the dual loop setup. The phase noise floors are similar to those of the

single loop architecture (-140 dBc/Hz for the 10 GHz carrier), but they can dive off by 5 dB at certain frequencies. For example, the 10 GHz carrier phase noise floor can reach a value of -145 dBc/Hz. This indicates that the real floor should be at -145 dBc/Hz but that the electrical interference quality (the contrast) is degrading the phase noise level.

The most notable phase noise difference is the level of the spurs that has been highly improved. The first spur of the 10 GHz carrier has a phase noise of -115 dBc/Hz at 40 kHz offset. This is at least 43 dB less than in the single loop configuration. Moreover, because of the periodicity of the Vernier effect we still observe high spurs but less frequently. The highest spur is at 195 kHz from the 10 GHz carrier with a phase noise level of about -100 dBc/Hz. We used the same method than in the previous section to measure the drift of the 10 GHz carrier. The dual loop DM-OEO shows a drift velocity of 9.2 Hz/s towards low frequencies.

C. Comparison With a Phase Noise Model

In order to obtain some insights in the performances of our DM-OEO, we compared our experimental results with a simplified version of the model proposed by Lelièvre *et al.* [15], using their proposed eq. (3):

$$S_{\phi_{osc}}(f) = \left| \frac{\beta_f(f)}{1 - \beta_f(f)\beta_d(f)} \right|^2 S_{\psi_1}(f) \quad (1)$$

where $S_{\phi_{osc}}(f)$ is the phase noise spectrum of the OEO, $\beta_f(f)$ and $\beta_d(f)$ the microwave filter and the delay line transfer functions respectively, and $S_{\psi_1}(f)$ the input phase noise after the photodiode.

We considered the following input noise sources: thermal and shot noise, laser relative intensity noise (RIN) at the oscillation frequency f_0 , and a flicker noise source with spectral density of the form $b_{-1}f^{-1}$. So the input phase noise $S_{\psi_1}(f)$ reads

$$S_{\psi_1}(f) = S_{th} + S_{shot} + S_{RIN_{HF}} + S_{flicker} \quad (2)$$

The laser RIN at 10 GHz was experimentally measured to be -137 dB/Hz. We calculated the corresponding input phase noise using Lelièvre's formulas (12) et (13), with a modulation depth $m = 0.9$, and injected it in eq. 1. As Fig. 9 shows, there is a very good agreement with the experimental noise floor (note that the minima of the phase noise of the oscillator are 6 dB below the in-loop noise level, an effect discussed in [11], p. 139). So we can conclude that, for frequencies above 10 kHz, the laser RIN at high frequency is the factor limiting the performances of our system. In order to reproduce the experimental noise spectrum for frequencies below 10 kHz, it is necessary to include an additional noise source $S_{flicker} = b_{-1}f^{-1}$ with $b_{-1} = 2.1 \cdot 10^{-10}$. This additional flicker noise allows obtaining a good agreement with experiments, and is most probably due to the RF amplifiers and to the conversion of laser frequency noise (to which frequency chirping caused by direct modulation may also contribute) into RF phase noise via the fiber dispersion. At present the data for these two contributions are not available to us, and we cannot say which of the two effects is the most important. In Fig. 9, the level of the spurs is higher in the model

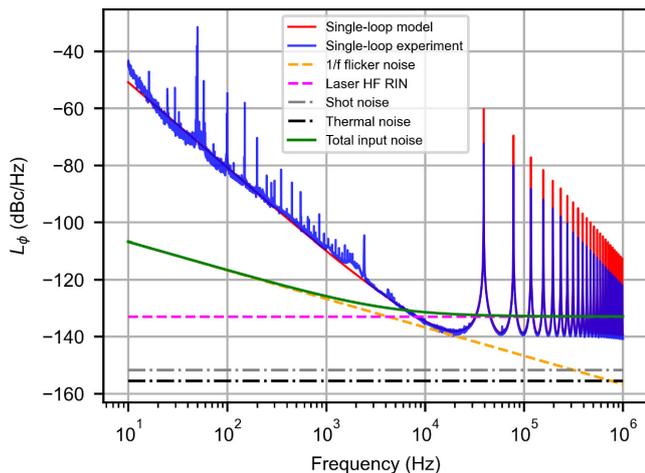


Fig. 9. Comparison of the model eq. 1 with the experimental results. The input noises (thermal, shot, laser RIN, flicker) as well as the resulting total input noise are also shown.

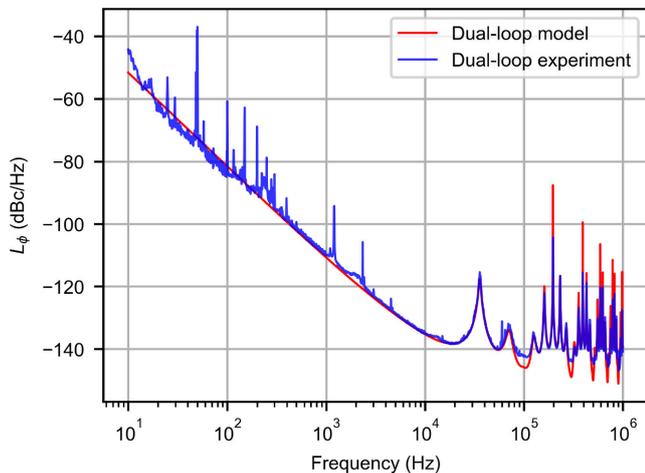


Fig. 10. Comparison of the model for the dual-loop configuration with the experimental results. The input noises are the same as in Fig. 9.

than in the experimental curve. This is probably not a limitation of the model, but an artifact due to the insufficient frequency resolution of the phase noise measurement, as in [15]. This interpretation is corroborated by Fig. 10, where the prediction of the model for the dual-loop configuration [15] is compared with the experimental results. In this case the first spur is considerably lowered and broadened, and it can be seen that its height is correctly predicted by the model. This suggests that the model predictions for the spurs levels are correct, and thus that the real level of the spurs in the single-loop configuration is around 10 dB higher than what is suggested by Fig. 5.

III. CONCLUSION AND PERSPECTIVES

The following Table summarizes the performances of the different configurations of our system.

We can compare these figures to some published results. Wischon *et al.* [6] shows typical phase noise levels of -107 dBc/Hz, while displaying the ability to tune the carrier frequency. Sung

TABLE I
PHASE NOISE COMPARISONS

	Synth 10 GHz	SL 10 GHz	SL 20 GHz	DL 10 GHz	DL 20 GHz
P.N. at 10 KHz (dBc/Hz)	-120	-135	-127	-135	-125
P.N. floor (dBc/Hz)		-140	-132	-140	-132
First spur level (dBc/Hz)		> -72	> -63	-115	-110
E. Power (dBm)	15	15	-5	13	-7

et al. [5] reports a 20 GHz carrier with phase noise of -123 dBc/Hz, using a setup that involves strong injection locking to a master laser. Qi *et al.* [9], using a directly-modulated home-made $1.3 \mu\text{m}$ laser, obtained a phase noise of -125 dBc/Hz at 10 kHz from the carrier. Considering that the noise floor in [9] is similar to ours, we can ascribe most of the 10 dB phase noise improvement at 10 kHz to the longer resonator length in our setup, as is confirmed by simulations using Eq. 1. Concerning standard OEOs with external modulation, phase noises as low as -145 dBc/Hz [15] can be obtained at the cost of a careful optimization of all elements as well as the use of high power lasers (for instance, in [15] a DFB laser delivering 120 mW was used). The lowest noise reported to date is, to the best of our knowledge, -163 dBc/Hz at 6 kHz offset [14], in a setup using a high power solid-state Nd:YAG laser and a 16 km optical fiber.

In conclusion, we demonstrated the possibility of a stable and powerful oscillation in a DM-OEO both in the single loop and dual loop architectures. We measured a 15 dBm output RF power and a phase noise level of -135 dBc/Hz at 10 kHz from a 10 GHz carrier in both configurations. In the dual-loop configuration, the first spur was as low as -115 dBc/Hz. The system also generates a low-phase noise 20 GHz carrier. The phase noise analysis showed that the laser RIN is the limiting component of the system for frequencies higher than 10 kHz. For better performance one should choose a less noisy laser, which could lead in principle, all other parameters being equal, to an improvement of about 15 dB of the noise floor, for shot-noise-limited operation. In practice the best strategy to improve the performances would be to use a more powerful laser as in [15]. Apart from decreasing the laser RIN, that would also have the added benefit of reducing the need for electrical amplification. With a lower noise floor, a reduction of the fiber loop length may also be acceptable. These results are, to the best of our knowledge, the state-of-the-art of DM-OEOs. This more compact architecture avoiding external modulation is particularly interesting in the perspective of monolithic integration of OEOs in photonic integrated circuits [10]. In this respect, the integration of the delay function is probably the most challenging part. Integrated Si_3N_4 resonators [16] are promising devices for such purpose.

ACKNOWLEDGMENT

We thank O. Llopis from LAAS for providing us with the RF filter, and A. Carré, G. Loas, C. Peucheret, and F. Bondu for fruitful discussions.

REFERENCES

- [1] X. S. Yao and L. Maleki, "Optoelectronic microwave oscillator," *J. Opt. Soc. Amer. B*, vol. 13, no. 8, pp. 1725–1735, Aug. 1996.
- [2] Y. K. Chembo, D. Brunner, M. Jacquot, and L. Larger, "Optoelectronic oscillators with time-delayed feedback," *Rev. Modern Phys.*, vol. 91, no. 3, 2019, Art. no. 35006.
- [3] G. R. G. Chengui, P. Woafu, and Y. K. Chembo, "The simplest laser-based optoelectronic oscillator: An experimental and theoretical study," *J. Lightw. Technol.*, vol. 34, no. 3, pp. 873–878, 2016.
- [4] G. Giacomelli, M. Calzavara, and F. T. Arecchi, "Instabilities in a semiconductor laser with delayed optoelectronic feedback," *Opt. Commun.*, vol. 74, no. 1/2, pp. 97–101, Dec. 1989.
- [5] H. K. Sung, X. Zhao, E. K. Lau, D. Parekh, C. J. Chang-Hasnain, and M. C. Wu, "Optoelectronic oscillators using direct-modulated semiconductor lasers under strong optical injection," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 15, no. 3, pp. 572–577, May/June. 2009.
- [6] M. J. Wishon *et al.*, "Low-noise x-band tunable microwave generator based on a semiconductor laser with feedback," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 30, no. 18, pp. 1597–1600, Sep. 2018.
- [7] A. Thorette, M. Romanelli, S. Bouhier, F. Van Dijk, M. Vallet, and M. Alouini, "Hybrid opto-electronic oscillator for single-sideband microwave photonics," *Electron. Lett.*, vol. 54, no. 11, pp. 706–708, May 2018.
- [8] M. L. Liao *et al.*, "Tunable optoelectronic oscillator using a directly modulated microsquare laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 30, no. 13, pp. 1242–1245, Jul. 2018.
- [9] B. Qi, H. Wang, B. Zhang, L. Xie, and P. Gong, "Improvement of the phase noise model based on an optoelectronic oscillator using a directly modulated distributed feedback laser," *Opt. Commun.*, vol. 488, Jun. 2021, Art. no. 126848.
- [10] P. Primiani, H. Débrégéas, D. Lanteri, M. Alouini, and F. Van Dijk, "Electro-absorption modulator-based optoelectronic oscillator," in *Int. Topical Meeting Microw. Photon.*, 2017, pp. 1–3.
- [11] E. Rubiola, *Phase Noise and Frequency Stability in Oscillators*, vol. 9780521886. Cambridge, U.K.: Cambridge Univ. Press, 2008.
- [12] W. Xu, C. Yang, Z. Wang, and W. Zhao, "Frequency-tripling OEO based on frequency multiplication in saturated electronic amplifier," *Optik*, vol. 194, no. 163089, Oct. 2019.
- [13] X. S. Yao, L. Maleki, Y. Ji, G. Lutes, and M. Tu, "Dual-loop optoelectronic oscillator," in *Proc. Annu. IEEE Int. Freq. Control Symp.*, 1998, pp. 545–549.
- [14] D. Eliyahu, D. Seidel, and L. Maleki, "RF amplitude and phase-noise reduction of an optical link and an opto-electronic oscillator," *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 56, no. 2, pp. 449–456, Feb. 2008.
- [15] O. Lelievre *et al.*, "A model for designing ultralow noise single- and dual-loop 10-GHz optoelectronic oscillators," *J. Lightw. Technol.*, vol. 35, no. 20, pp. 4366–4374, 2017.
- [16] D. T. Spencer, J. F. Bauters, M. J. Heck, and J. E. Bowers, "Integrated waveguide coupled si_3n_4 resonators in the ultrahigh-q regime," *Optica*, vol. 1, no. 3, pp. 153–157, 2014.

GÉNÉRATION D'IMPULSIONS ET DE PEIGNES DE FRÉQUENCE OPTIQUE DANS UN OSCILLATEUR OPTOÉLECTRONIQUE À MODULATION DIRECTE

4.1 Introduction

Ce chapitre se consacre à l'ajout d'une compression d'impulsion dans l'architecture de l'OEO à modulation directe présentée au chapitre précédent. Nous présentons tout d'abord les éléments théoriques pour comprendre les déformations que peut subir une onde optique par les effets linéaires et non-linéaires présents dans une fibre. Nous proposons ensuite le cheminement expérimental que nous avons suivi, avec l'aide de simulations, pour générer des impulsions dans le dispositif ainsi que les résultats que nous avons obtenus. Des perspectives d'améliorations et d'applications sont finalement proposées.

4.2 Optique linéaire et non-linéaire

4.2.1 Dispersion de la vitesse de groupe

Dans un guide d'onde, comme la fibre optique, l'indice effectif n_{eff} du mode de propagation considéré présente généralement une dépendance à la fréquence optique [153]. Cette dépendance peut avoir deux origines : la dispersion chromatique propre aux matériaux utilisés et la géométrie du guide d'onde. On peut caractériser l'effet de la dispersion en effectuant un développement limité en fréquence de la constante de propagation

Chapitre 4 – Génération d’impulsions et de peignes de fréquence optique dans un Oscillateur Optoélectronique à Modulation Directe

$\beta(\omega) = \frac{\omega}{c} \cdot n_{\text{eff}}(\omega)$ autour de la fréquence ω_0 de la porteuse :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \text{ avec } \beta_i = \frac{\partial^i \beta(\omega)}{\partial \omega^i} \quad (4.1)$$

Le terme β_0 caractérise la vitesse de phase du signal à la fréquence ω_0 tel que $v_\phi = \frac{\omega_0}{\beta_0} = \frac{c}{n_0}$. Le terme β_1 caractérise un déphasage spectral linéaire en fréquence, ce qui correspond à un retard temporel de l’enveloppe à la sortie du milieu. Ce retard est déterminé par la longueur du milieu et la vitesse (dite de groupe) de propagation de l’enveloppe du signal optique. La vitesse de groupe s’écrit $v_g = \beta_1^{-1}(\omega_0)$. Finalement le terme β_2 s’exprime en s^2/m et décrit un déphasage quadratique en fréquence des composantes spectrales du signal. Le terme β_2 , qui quantifie la dispersion de la vitesse de groupe (**GVD** : Group Velocity Dispersion), décrit la variation de la vitesse de groupe en fonction de la fréquence et est responsable de la déformation de l’enveloppe du signal au cours de sa propagation. Cet effet est d’autant plus fort que la distance L parcourue dans le milieu dispersif est grande :

$$\Phi(\omega, L) = -\frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 L \quad (4.2)$$

Où ω_0 est la fréquence de la porteuse.

Ainsi, si $\beta_2 < 0$, le régime de dispersion est dit anormal (anomalous) et les hautes fréquences se propagent plus rapidement que les basses fréquences. À l’inverse si $\beta_2 > 0$, le régime de dispersion est dit normal et les hautes fréquences se propagent moins vite que les basses fréquences. Par ailleurs, dans le contexte des télécommunications optiques sur fibres optiques, la dispersion est définie comme une dérivée en fonction de la longueur d’onde plutôt qu’en fonction de la fréquence. Cela mène à une autre grandeur de convention, D , qui est définie comme :

$$D = -\frac{\lambda}{c} \cdot \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \cdot \beta_2 \quad (4.3)$$

Pour une fibre monomode standard, la dispersion présente des valeurs typiques : $\beta_2 = -23 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$ et $D = 18 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ à la longueur d’onde $\lambda = 1550 \text{ nm}$.

Étalement temporel

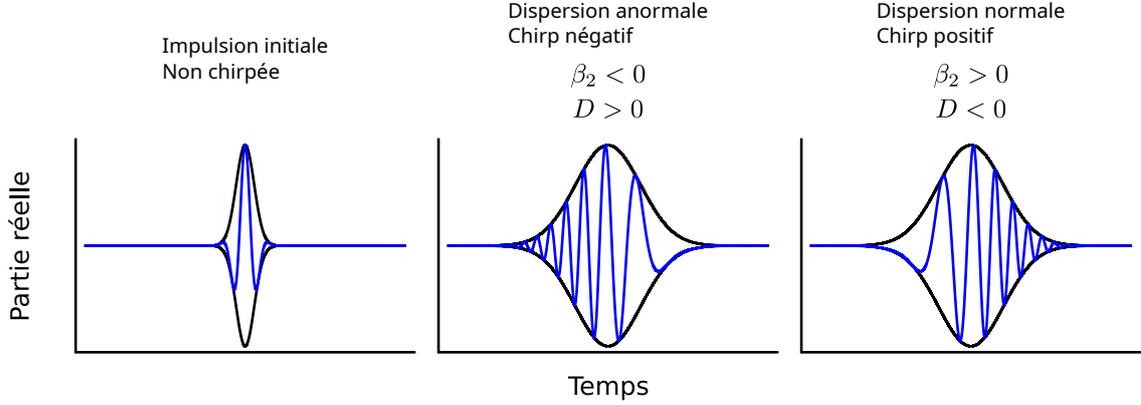


FIGURE 4.1 – Représentation d’impulsions en champs : état initial, après dispersion anormale, après dispersion normale.

Dans les deux régimes de dispersion, un signal dont l’information est initialement localisée dans le temps (une impulsion) observera un étalement temporel de sa forme d’onde à l’issue de sa propagation. Le déphasage des composantes spectrales a aussi pour conséquence de faire varier la fréquence optique instantanée, on appelle cela le chirp (voir figure 4.1). Le chirp sera confondu avec la fréquence instantanée dans la suite de ce travail. Dans le cas classique et bien approprié d’une impulsion Gaussienne, l’impulsion s’étale (eq. 4.4) tout en gardant un profil Gaussien [126, 153], et présente une fréquence instantanée variant linéairement sur la durée de l’impulsion (eq. 4.5).

$$\tau(z) = \tau_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{L_D}\right)^2} \quad (4.4)$$

$$\omega(t) = \omega_0 + \text{sgn}(\beta_2) \frac{(z/L_D)}{1 + (z/L_D)^2} \cdot \frac{t}{2\tau_0^2} \quad (4.5)$$

avec la largeur à mi-hauteur $\Delta\tau = 2\sqrt{\ln 2}\tau$ et $L_D = \tau_0^2/|\beta_2|$.

La dispersion est un processus linéaire qui peut être compensé, par exemple, une impulsion qui a été étalée dans une fibre présentant une dispersion en régime anormal peut être recompressée en se propageant dans une fibre dont le régime de dispersion est normal. Sur ces deux fibres, il faut considérer le signe et la valeur des coefficients de

dispersion (β_2^1, β_2^2) ainsi que la longueur des fibres (L_1, L_2) tel que :

$$\beta_2^1 L_1 + \beta_2^2 L_2 = 0 \quad (4.6)$$

Notons que dans ce cas, l’impulsion finale a retrouvé la même durée que l’impulsion initiale, il n’y a donc pas eu de compression de l’impulsion, mais une compensation de l’étalement. Ce principe a permis de pouvoir amplifier des impulsions larges et chirpées de sorte qu’elles présentent une puissance crête inégalée une fois recompressées et a valu le prix Nobel de physique à Donna Strickland et Gérard Mourou en 2018 [154]. Par ailleurs, l’usage de fibres en régimes de dispersion opposés en alternance et à intervalle régulier permet dans la pratique de propager des paquets d’information sur des centaines de kilomètres sans que les bits optiques ne s’entremêlent par étalement [155].

Compression temporelle linéaire

Pour compresser une impulsion, il faut que celle-ci présente initialement un chirp. On peut ensuite compenser ce chirp en la faisant propager dans un milieu dispersif qui lui apportera un chirp de signe opposé. Une impulsion dénuée de chirp est dite en limite de Fourier et présente une phase spectrale constante, c’est-à-dire, des composantes spectrales en phase. En limite de Fourier, il existe une relation stricte entre la largeur du spectre d’intensité et la durée de l’impulsion :

$$\Delta\nu\Delta\tau = K \quad (4.7)$$

Où $\Delta\nu\Delta\tau$ est le produit temps-fréquence (**TBP** : time-bandwidth product) et K est une constante dépendant de la forme d’impulsion considérée. Les produits temps-fréquence des impulsions Gaussiennes et sécantes hyperboliques sont données dans le tableau 4.1 [126, 156].

Après compensation du chirp, et la limite de Fourier atteinte, la durée de l’impulsion est optimale et ne pourra être diminuée davantage qu’en élargissant le spectre.

Type	$s(t)$	$ S(\omega) ^2$	$\Delta\tau$	$\Delta\nu\Delta\tau$
Gaussienne	$e^{-t^2/2\tau^2}$	$e^{-\omega^2\tau^2/2}$	$2\sqrt{\ln 2} \cdot \tau$	0.441
Sécante hyperbolique	$\operatorname{sech}(\frac{t}{\tau})$	$\operatorname{sech}^2(\frac{\pi\omega\tau}{2})$	$1.763 \cdot \tau$	0.315

TABLE 4.1 – Caractéristiques des impulsions Gaussiennes et sécantes hyperboliques. $s(t)$: Forme temporelle, $|S(\omega)|^2$: Spectre d'intensité, $\Delta\tau$: Largeur à mi-hauteur. L'intensité est normalisée à 1.

Il est possible de générer et de compresser des impulsions chirpées à partir d'une onde optique continue. Il faut pour cela moduler l'intensité optique à l'aide d'un modulateur Mach-Zehnder puis moduler la phase avec un modulateur de phase (voir figure 4.2).

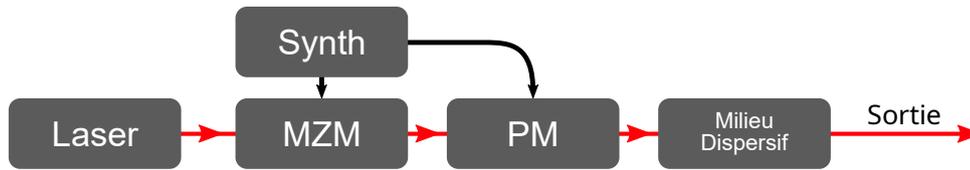


FIGURE 4.2 – Schéma de principe. Synth : synthétiseur de fréquence RF, MZM : modulateur Mach-Zehnder, PM : modulateur de phase.

L'idée est d'ensuite compenser le chirp dans le domaine spectral à l'aide d'un milieu dispersif comme une fibre optique [157] (régime normal), un miroir de Bragg ou un réseau de diffraction [158]. Il a été montré qu'en utilisant cette méthode pour des fréquences de modulation de 10 GHz on obtenait des impulsions d'une durée de quelques dizaines de picosecondes et qu'elles pouvaient être compressées de sorte à atteindre des durées de quelques picosecondes [158].

Dans notre OEO nous utilisons un laser DFB à semi-conducteur fortement modulé et non une onde continue. Dans ces conditions de modulation, le laser est allumé et éteint rapidement et à intervalle régulier, et présente un régime impulsionnel. On parle de commutation de gain (**GS** : gain switching). De plus, ce type de lasers présente naturellement un chirp négatif [159] (la fréquence instantanée décroît sur la durée de l'impulsion). Nous avons montré dans le deuxième chapitre que l'on pouvait simuler fidèlement la dynamique du laser sous forte modulation tout en tenant compte du chirp, que nous avons mesuré (facteur de Henry). Nous pouvons à partir de cela estimer quelle est la durée d'impulsion

optimale en limite de Fourier et la durée atteignable par compensation de dispersion.

Nous simulons l’enveloppe temporelle complexe en sortie du laser, en considérant un taux de pompage de 4.6 (courant de 60 mA), un taux de modulation de 1 (puissance de 20 dBm) et une fréquence de modulation de 10 GHz. La figure 4.3 représente la phase spectrale dans différentes conditions. La phase spectrale initiale en sortie de laser (points noirs) présente un caractère parabolique et donc une dépendance quadratique à la fréquence.

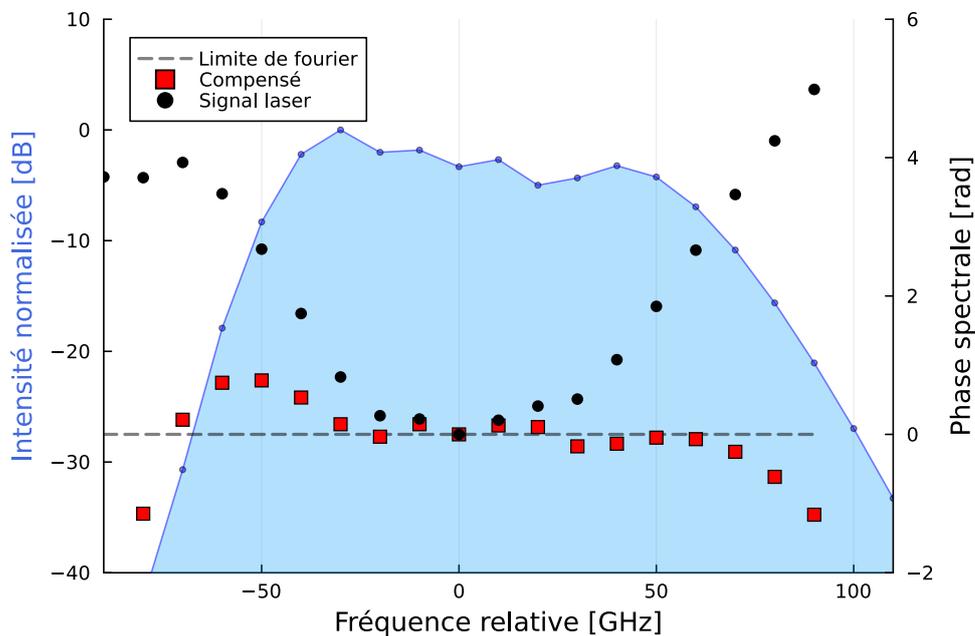


FIGURE 4.3 – Simulation : Spectre d’intensité (aire bleue). Phase spectrale : Signal laser (ronds noirs), Phase compensée (carrés rouges), Limite de Fourier (tirets gris).

La dispersion de la vitesse de groupe présente aussi une caractéristique parabolique, et se prête donc bien à la compensation de chirp des lasers à semi-conducteur fortement modulés [160, 161]. Le chirp dépend des conditions de modulations du laser, il faut donc optimiser le milieu dispersif aux paramètres du système. Dans cette simulation, il faut une dispersion cumulée $\beta_2 \times L = 38.4 \text{ ps}^2$ ($D \times L = -30.1 \text{ ps/nm}$) pour compenser le chirp.

La compensation de dispersion permet de se rapprocher d’une phase plate, proche de la limite de Fourier (carrés rouges).

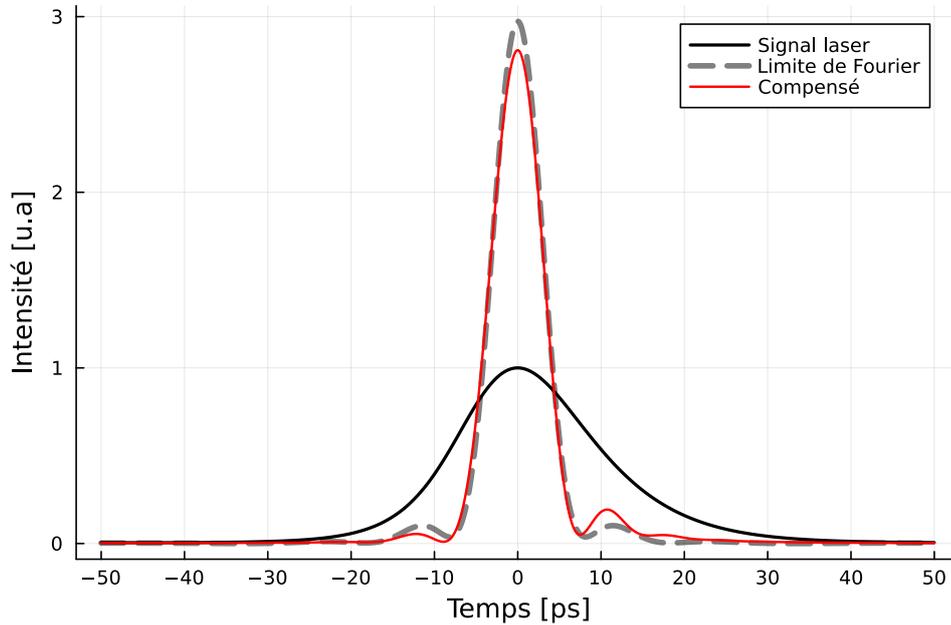


FIGURE 4.4 – Profile d’impulsions : Signal laser (noire), Limite de Fourier (gris), Compensé (rouge).

Dans le domaine temporel (voir figure 4.4) on observe bien l’effet de la compensation du chirp, c’est-à-dire une compression de l’impulsion dont la durée initiale est de 19 ps. Dans le cas idéal de la limite de Fourier, on trouve une impulsion symétrique dont la durée est de 6.7 ps tandis qu’avec la compensation de phase quadratique optimisée on trouve une durée de 7 ps. Notons que dans le cas de la compensation quadratique, l’impulsion n’est pas symétrique, car nous n’avons pas compensé les chirps non-linéaires.

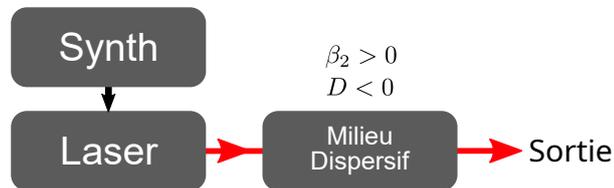


FIGURE 4.5 – Schéma de principe. Synth : synthétiseur de fréquence RF.

Finalement, cette compression pourrait être implémentée (voir figure 4.5) en utilisant quelques dizaines ou centaines de mètres de fibre présentant une dispersion normale

comme les fibres à compensation de dispersion (**DCF** : Dispersion Compensating Fiber) ou des fibres à dispersion décalées DSF (**DSF** : Dispersion Shifted Fiber). Cependant, nous ne sommes pas en possession de ce type de fibre et souhaitons plutôt tirer parti des propriétés de la fibre de 5 km constituant la ligne à retard de notre OEO. En effet, la fibre optique présente des non-linéarités permettant d’élargir le contenu spectral d’un signal et donc d’atteindre des durées d’impulsions plus courtes qu’en compensation de dispersion linéaire.

4.2.2 Auto-modulation de phase et élargissement spectral

L’indice de réfraction décrit la polarisation diélectrique d’un milieu, en réponse à un champ électrique exciteur. À faible intensité, cette réponse est linéaire en champ. Cependant, de manière plus générale, la polarisation diélectrique peut montrer une réponse non-linéaire en champ [162].

Dans le cas d’une fibre optique, composée de verre de silice, le milieu est amorphe et donc centrosymétrique. Cela a pour conséquence d’annihiler toute non-linéarité d’ordre paire. La première non-linéarité à considérer est donc la non-linéarité du troisième ordre, caractérisée par la susceptibilité diélectrique $\chi^{(3)}$. L’effet dominant de la non-linéarité $\chi^{(3)}$ est que l’indice de réfraction montre une dépendance quadratique à l’amplitude du champ électrique, soit une dépendance à l’intensité optique :

$$n(t) = n_0 + n_2 \cdot I(t), \quad (4.8)$$

où n_0 est l’indice de réfraction linéaire, n_2 l’indice non-linéaire et $I(t)$ l’intensité optique. Dans une fibre de silice on trouve typiquement $n_2 = 2.6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-2}$ [126].

La variation temporelle de l’indice avec l’intensité optique provoque donc une variation non-linéaire de la phase optique :

$$\phi_{NL}(z, t) = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 I(t) z, \quad (4.9)$$

où λ_0 est la longueur d’onde. On peut exprimer ce déphasage en fonction de la puissance plutôt que de l’intensité en tenant compte de l’aire effective A_{eff} du mode guidé dans la

fibre optique :

$$\phi_{NL}(z, t) = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 I(t) z = \frac{2\pi}{\lambda_0 A_{eff}} n_2 P(t) z = \gamma P(t) z, \quad (4.10)$$

où $\gamma = \frac{2\pi}{\lambda_0 A_{eff}} n_2$ est le facteur non-linéaire. Dans une fibre monomode standard on trouve typiquement $\gamma = 1 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$.

La phase optique est modulée par la forme d'onde du signal, on parle alors d'auto-modulation de phase (**SPM** : Self-Phase Modulation). Ce déphasage est d'autant plus ample que la puissance optique instantanée est forte et la distance de propagation longue. Notons que, en l'absence de dispersion linéaire, cette modulation de phase a pour effet de chirper un signal sans modifier le profil d'intensité temporel à l'issue de la propagation dans le milieu. De plus, l'effet est insensible au chirp initial de l'impulsion (le chirp généré se superpose à l'éventuel chirp initial). Dans un milieu non dispersif ($\beta_2 = 0$), on peut donc écrire l'évolution du champ optique $E(z, t)$:

$$E(z, t) = |E(0, t)| e^{i\phi(0,t)} \cdot e^{-i\gamma |E(0,t)|^2 z} \quad (4.11)$$

La forme du chirp dépend de la dérivée de la forme de l'impulsion. Elle est ainsi linéaire et évolue positivement au centre d'une impulsion. Au bord de l'impulsion, la fréquence instantanée montre deux extrema de signes opposés avant de tendre vers zéro (figure 4.6). L'écart de fréquence entre ces deux extrema (eq. 4.12) caractérise le chirp et donc la largeur du spectre optique si celle-ci dépasse la largeur spectrale de départ (figure 4.7).

La forme d'un spectre élargi par SPM n'est pas triviale, car elle dépend essentiellement de la forme d'onde temporelle. Cependant, sa largeur à mi-hauteur $\Delta\nu$ correspond à l'excursion spectrale du chirp dans le cas où le signal initial est en limite de Fourier :

$$\Delta\nu = \frac{\sqrt{2}\gamma P_0 L}{\pi \ln(2) \sqrt{e} \Delta\tau} \quad (4.12)$$

Nous représentons sur la figure 4.7 la forme de spectres élargis en considérant qu'il n'y a pas de dispersion et que le signal initial ne présente pas de chirp.

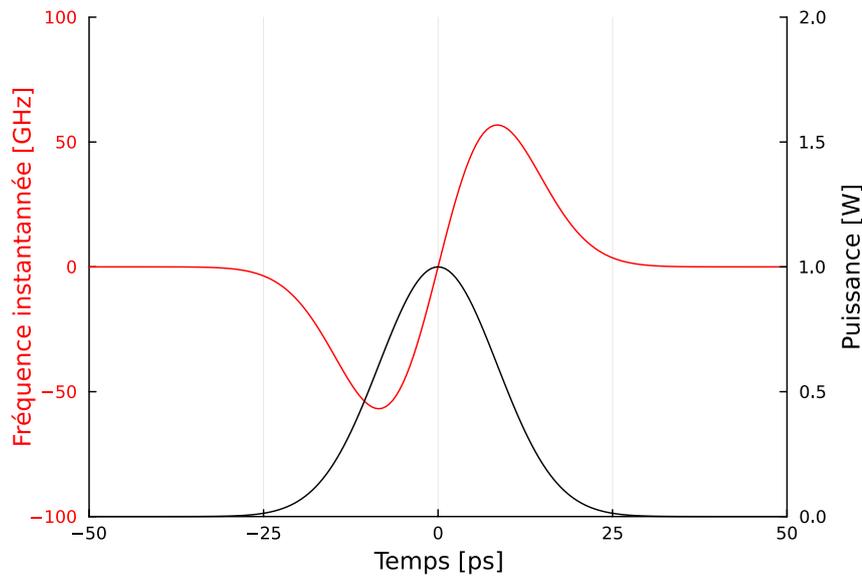


FIGURE 4.6 – Fréquence instantanée de l’impulsion après 5 km de propagation dans une fibre standard en l’absence de dispersion (courbe rouge), Profil d’intensité de l’impulsion (courbe noire). Impulsion gaussienne de 20 ps présentant une puissance crête de 1 W en entrée.

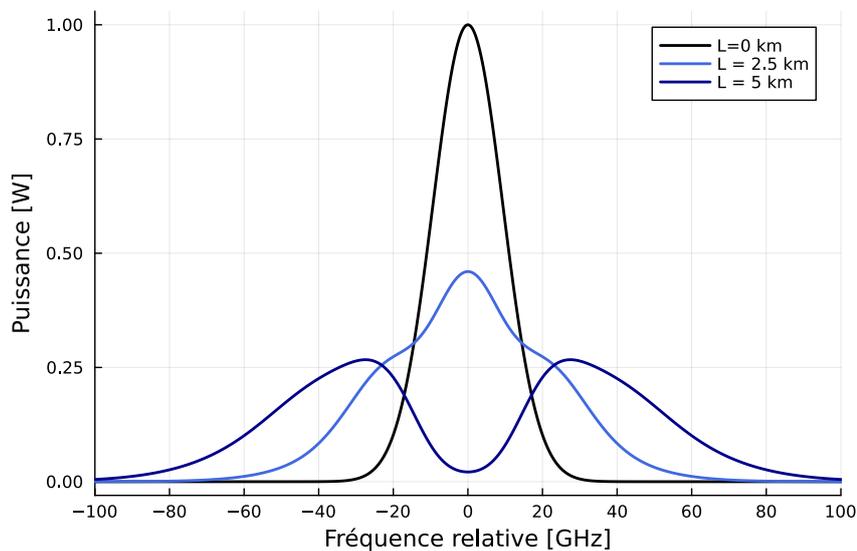


FIGURE 4.7 – Simulation de spectres optiques pour différentes distances de propagation dans une fibre standard (sans dispersion). Impulsion gaussienne de 20 ps présentant une puissance crête de 1 W en entrée ($L=0$ km).

L’élargissement spectral par auto-modulation de phase prend place lorsqu’un signal

incident présente un chirp nul ou un chirp positif. En effet, si une impulsion a été préalablement élargie par dispersion et présente un chirp négatif, l'auto-modulation de phase va compenser ce chirp sans changer le profil temporel. Cela revient à ramener le spectre vers la limite de Fourier, c'est-à-dire vers un spectre plus étroit. On parle alors de compression spectrale [126, 163].

4.2.3 Équation de Schrödinger non-linéaire

Une fibre optique standard présente à la fois de la dispersion ainsi qu'une non-linéarité Kerr qui affectent conjointement l'onde optique qui s'y propage. L'équation de Schrödinger non-linéaire (**NLSE** : NonLinear Schrödinger Equation) permet de décrire l'interaction de ces deux phénomènes avec le signal optique ainsi que les pertes optiques dans la fibre :

$$\partial_z \psi = -\frac{\alpha}{2} \psi - i \frac{\beta_2}{2} \partial_{\tau\tau} \psi + i \gamma |\psi|^2 \psi \quad (4.13)$$

où $\psi(z, \tau)$ est l'enveloppe optique, τ le temps (dit "local") dans le référentiel de l'impulsion se déplaçant à la vitesse de groupe v_g et α le terme de pertes linéiques de l'intensité.

Cette équation peut être démontrée en partant de l'équation de propagation des ondes, en tenant compte de la polarisation diélectrique non-linéaire du milieu ainsi que de la dispersion de la vitesse de groupe [126]. Elle est valide pour une enveloppe lentement variable, c'est-à-dire pour des largeurs de spectres bien inférieures à la fréquence optique moyenne, donc pour des durées d'impulsions dépassant la picoseconde. Elle est utilisée notamment pour étudier les distorsions de signaux de télécommunications optiques [164].

Pour traiter le cas d'impulsions plus courtes (sub-picosecondes), il faut prendre en compte des phénomènes supplémentaires, comme l'onde de choc et la contribution de l'effet Raman [126]. L'équation intégrant ces effets est appelée équation de Schrödinger non-linéaire généralisée (**GNLSE** : Generalized NonLinear Schrödinger Equation), elle permet de modéliser et de prédire la génération de spectres larges (par exemple de 500 nm à 2 μm [165]) qu'on appelle super-continuum. Dans ce chapitre, nous nous intéresserons à des impulsions de durées supérieures à la picoseconde, l'équation 4.13 sera donc satisfaisante pour modéliser leur propagation.

Simulation numérique

Pour simuler l’évolution d’un signal régi par l’équation de Schrödinger non-linéaire, on peut séparer d’un côté le terme de dispersion et de pertes qui sont linéaires et de l’autre le terme non-linéaire.

On peut considérer que sur une portion de fibre de longueur dz suffisamment courte, on peut d’abord appliquer l’effet de la dispersion seule, puis l’effet de la non-linéarité seule [166, 167]. Pour cela, il faut traiter de manière alternée le domaine fréquentiel et temporel sur une même portion de fibre dz en utilisant une transformée de Fourier (figure 4.8.a). Cette technique s’appelle méthode de Fourier à pas fractionnés (**SSFM** : Split Step Fourier Method) et se décompose donc en plusieurs étapes pour chaque portion dz de fibre :

- Partir d’un signal temporel initial (complexe).
- Passer dans le domaine fréquentiel et appliquer le déphasage spectral dû à la dispersion ainsi que les pertes sur la portion dz .
- Repasser dans le domaine temporel et appliquer le terme de déphasage non-linéaire sur la portion dz .

On obtient ainsi l’algorithme suivant :

Algorithm 1 Pseudocode de l’algorithme SSFM.

```
for  $i \leftarrow 1$  to  $N$  do  
   $A_i(\omega) \leftarrow FFT(U_i(t))e^{-\frac{1}{2}(\alpha - i\beta_2\omega^2)dz}$   
   $A_i(t) \leftarrow FFT^{-1}(A_i(\omega))$   
   $U_{i+1}(t) \leftarrow A_i(t)e^{i\gamma|A_i(t)|^2dz}$   
end for
```

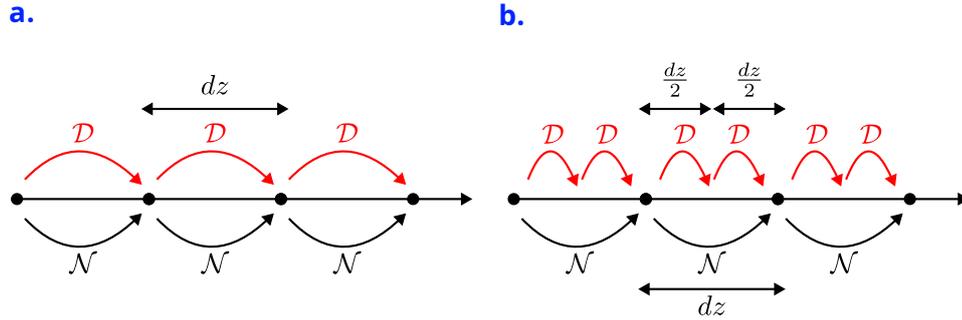


FIGURE 4.8 – Schéma de principe de la SSFM : a. Découpage simple, b. Découpage symétrique. \mathcal{D} représente l’opérateur linéaire (dispersion et pertes) dans le domaine fréquentiel. \mathcal{N} représente l’opérateur non-linéaire (SPM) dans le domaine temporel.

Cet algorithme peut être raffiné pour gagner en précision sans diminuer le pas d’échantillonnage en espace (dz). On peut par exemple appliquer une moitié de la contribution linéaire avant et après la contribution non-linéaire. On parle alors de SSFM symétrique (figure 4.8.b). Il existe d’autres algorithmes basés sur des méthodes d’intégration d’ordres supérieures (Runge Kutta 4) [168] qui permettent d’atteindre des précisions plus élevées. Ces méthodes sont surtout utiles pour la simulation de l’équation généralisée, nous ne les avons donc pas implémentés dans ce travail.

Pour les simulations effectuées et présentées dans la suite de ce chapitre, nous avons créé un module (FiberNlse.jl [169]) pour le langage de programmation Julia. Il permet de simuler, en utilisant l’algorithme SSFM symétrique, une propagation non-linéaire avec des fibres aux propriétés paramétrables (dispersion, non-linéarité, pertes, longueur) à partir d’un signal initial arbitraire.

Les solitons

L’équation de Schrödinger non-linéaire présente plusieurs solutions analytiques qui respectent certaines propriétés, on les appelle solitons.

Un soliton est une forme d’onde qui n’est pas perturbée par l’effet conjoint de la dispersion et de la non-linéarité (en négligeant les pertes) car les deux effets se compensent parfaitement. On appelle soliton fondamental la forme d’onde qui reste constante sur toute la propagation et solitons d’ordres supérieurs les formes d’ondes qui présentent

Chapitre 4 – Génération d’impulsions et de peignes de fréquence optique dans un Oscillateur Optoélectronique à Modulation Directe

une évolution périodique en distance [126] (voir figure 4.9). La formule analytique de ces formes d’ondes à l’entrée du milieu est donnée par :

$$E(0, t) = N\sqrt{P} \cdot \operatorname{sech}(t/\tau) \quad (4.14)$$

Où N est l’ordre du soliton et P une puissance dépendant de la durée initiale $\Delta\tau = 1.763\tau$ et des paramètres du milieu :

$$P = \frac{|\beta_2|}{\gamma\tau^2} \quad (4.15)$$

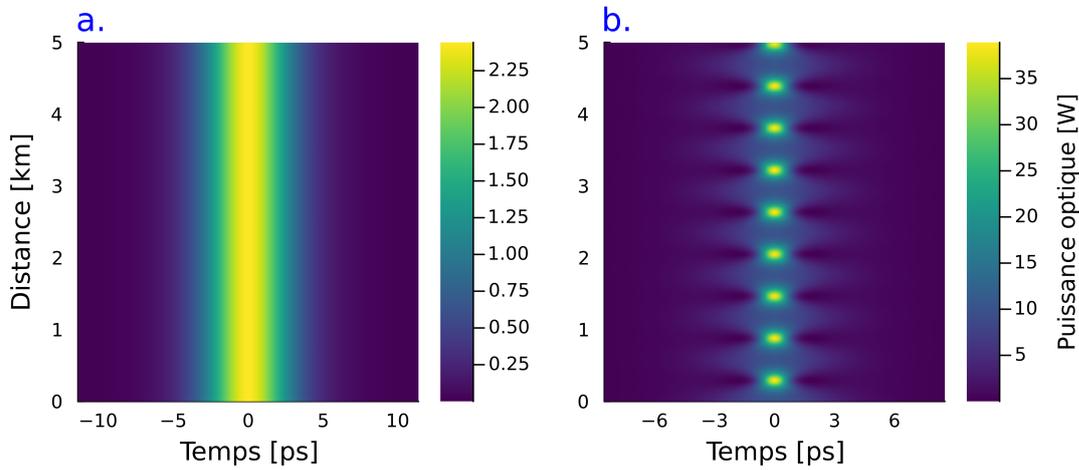


FIGURE 4.9 – Simulation de solitons dans une fibre standard de 5 km. a. Soliton fondamental ($N = 1$, $\Delta\tau = 5$ ps, $P = 2.4$ W), b. Soliton d’ordre 2 ($N = 2$, $\Delta\tau = 5$ ps, $P = 9.7$ W).

Il existe d’autres solutions analytiques aussi qualifiées de solitons, mais ne respectant pas l’invariance de forme à l’issue de la propagation. Par exemple, le soliton de Peregrine est une solution présentant une double localisation, spatiale et temporelle [170, 171].

L’étude des solitons optiques montre un gain d’intérêt depuis une vingtaine d’année. Ils permettent par exemple de faire le pont avec l’hydrodynamique de surface qui est régie par une équation différentielle similaire (équation de Korteweg-De Vries [172]). Ils ont aussi des applications pour la transmission d’information sur de longues distances [173].

Compression d'impulsion

Dans le cas où la dispersion est en régime anormal ($\beta_2 < 0$) dans le milieu, son chirp temporel présente un signe opposé à celui que produit l'auto-modulation de phase. L'auto-modulation de phase va chirper positivement le signal tout en générant de nouvelles raies spectrales tandis que la dispersion compensera ce chirp. Dans les bonnes conditions, ce phénomène d'élargissement spectral et de mise en phase peut mener à la compression d'une impulsion au bout d'une certaine longueur de propagation [174].

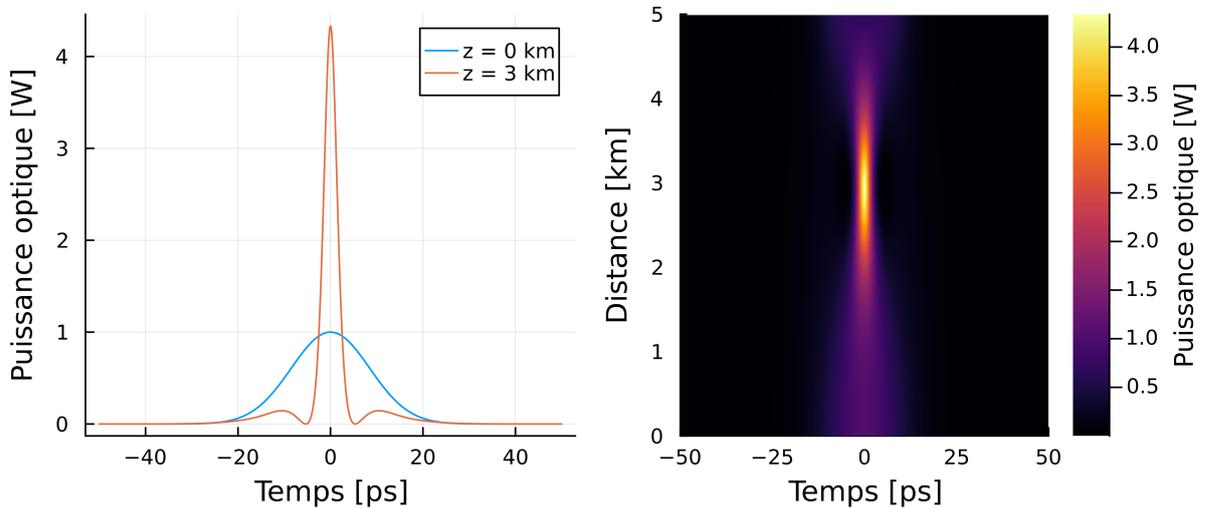


FIGURE 4.10 – Simulation de la compression d'une impulsion gaussienne de 20 ps présentant une puissance crête de 1 W dans une fibre optique standard de 5 km.

L'impulsion ne peut être compressée indéfiniment, il existe en effet une distance assimilable à une distance focale où la compression est optimale (voir figure 4.10) et la puissance crête maximisée. Au-delà de cette distance, l'impulsion peut s'élargir (soliton de Peregrine) ou bien se scinder en sous impulsions (voir figure 4.11). La distance de focalisation ainsi que la durée minimale d'impulsion atteignable dépendent de la puissance d'entrée, de la durée et du chirp de l'impulsion initiale ainsi que des propriétés de la fibre (dispersion, pertes et non-linéarité).

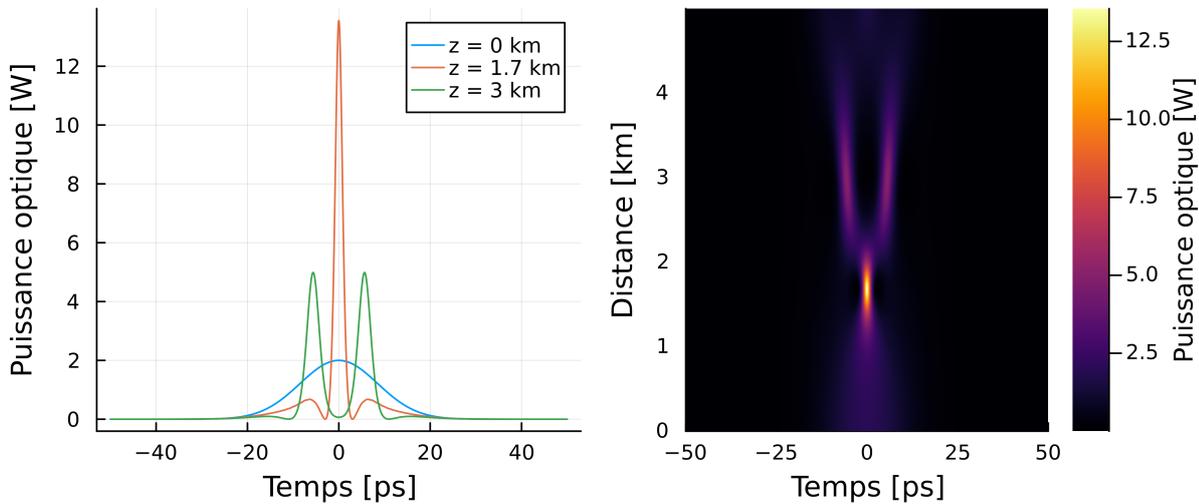


FIGURE 4.11 – Simulation de compression d’une impulsion gaussienne de 20 ps présentant une puissance crête de 2 W dans une fibre optique standard de 5 km.

4.3 DMOEO à compression d’impulsion

Dans cette partie, nous souhaitons générer des impulsions optiques dans notre OEO, en tirant parti des propriétés de la ligne à retard (5km de fibre standard). En effet, la fibre standard (SMF 28) présente une dispersion anormale et une non-linéarité, ce qui peut permettre une compression temporelle du signal laser à l’intérieur de l’OEO. De plus, les valeurs de dispersion et de non-linéarité de ses fibres sont connus, ce qui nous permettra d’effectuer des simulations à comparer avec l’expérience. Idéalement cette compression doit augmenter la versatilité du système sans pour autant dégrader les performances montrées dans le chapitre précédent.

La compression d’impulsion a déjà été démontrée dans un OEO à modulation externe [175] (voir figure 4.12). Dans ce cas-ci, une onde laser continue est modulée par le modulateur d’intensité de l’OEO, l’enveloppe décrit alors un régime sinusoïdal à 10 GHz et est ensuite modulé en phase via un modulateur électro-optique afin de lui conférer un chirp. Le signal optique est amplifié avant de se propager dans la ligne à retard (SMF) de 4 km. Une partie du signal optique est prélevée pour analyse tandis que l’autre est photo-détectée, filtrée puis amplifiée pour rétroagir sur le modulateur d’intensité et le modulateur de phase.

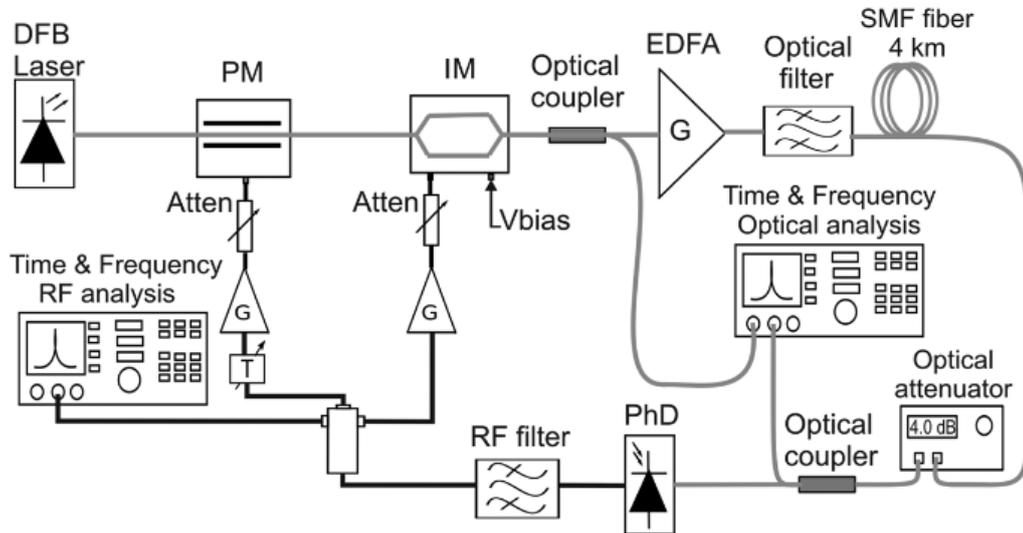


FIGURE 4.12 – Schéma : OEO à modulation externe à compression d'impulsion. Figure tirée de [175].

Ces travaux montrent qu'en ajoutant un chirp positif suffisant au signal et en l'amplifiant de sorte qu'il présente une puissance crête de 0.5 W en entrée de fibre, il est possible de compresser des impulsions initialement d'une durée de 50 ps à des durées de 2.7 ps en sortie de fibre. Le chirp positif permet au signal d'être compressé linéairement par la dispersion de la fibre, ce qui rend l'auto-modulation de phase d'autant plus efficace plus tôt dans la fibre. Cela permet en principe de réduire la puissance optique en entrée pour une compression optimale à la même distance ou de rapprocher la distance de compression à puissance égale [176]. Le régime pulsé ainsi généré à 10 GHz montrait une gigue temporelle faible de 2.7 fs (intégration du bruit de phase de 1 à 10 kHz), ce qui correspond à un très bon bruit de phase de la fréquence fondamentale qui circule dans l'OEO (-140 dBc/Hz à 10 kHz).

En nous inspirant de ces travaux, notre objectif est de produire des impulsions courtes à la sortie de la fibre dans notre système. Dans notre cas, nous travaillons avec un laser directement modulé montrant un chirp négatif causé par le couplage phase-amplitude (facteur de Henry) que nous avons caractérisé dans le deuxième chapitre. Nous devons donc, a priori, compenser ce chirp, voir chirper le signal positivement de sorte à optimiser la compression.

4.3.1 Premières expériences et résultats préliminaires

Dans un premier temps, nous souhaitons effectuer un élargissement spectral à l’intérieur de notre OEO à modulation directe. Nous modifions donc son architecture (voir figure 4.13) pour y ajouter un modulateur de phase ainsi qu’un amplificateur optique (**EDFA** : Erbium-Doped Fiber Amplifier) avant la ligne à retard de 5 km. Nous choisissons ici de rester en architecture simple boucle afin de simplifier le système. La modulation de phase est pilotée par une partie du signal OEO à 10 GHz, qui est amplifiée à 26 dBm. Un déphaseur micro-onde permet de retarder ou d’avancer la modulation de phase par rapport à l’enveloppe optique. Le laser est modulé quant à lui à 10 GHz avec une puissance de 20 dBm.

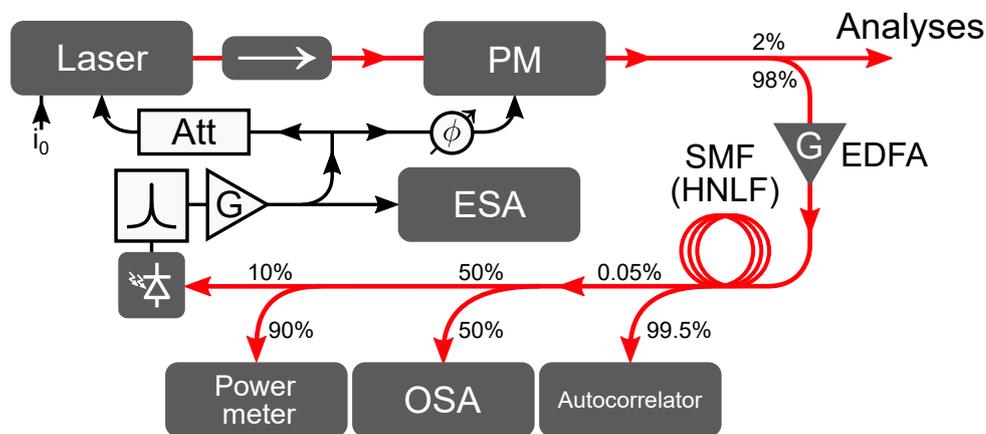


FIGURE 4.13 – Schéma expérimental préliminaire de l’oscillateur opto-électronique à modulation à compression d’impulsion. Autocorrélateur : autocorrélateur, PM : modulateur de phase, ESA : analyseur de spectre électrique, Power meter : puissance-mètre, OSA : Analyseur de spectre optique, EDFA : amplificateur à fibre dopée Erbium, HNLF : fibre non-linéaire

Pour analyser les caractéristiques du signal optique, nous utilisons un autocorrélateur (**A.P.E. pulseCheck 150**) ainsi qu’un analyseur de spectre. L’autocorrélateur nous permet de vérifier s’il existe bien une compression et d’estimer la durée des éventuelles impulsions détectées.

Observation du doublement de période

Afin d’augmenter le chirp de la pré-impulsion (sortie de laser) qui est déjà modulée en phase, nous ajoutons 100 m de fibres non-linéaire (**HNLF** : Highly NonLinear Fiber) en

amont de la fibre standard. Nous avons ajusté le courant de biais du laser, la puissance optique ainsi que le retard de la modulation de phase jusqu'à observer un élargissement spectral ainsi qu'une compression d'impulsion.

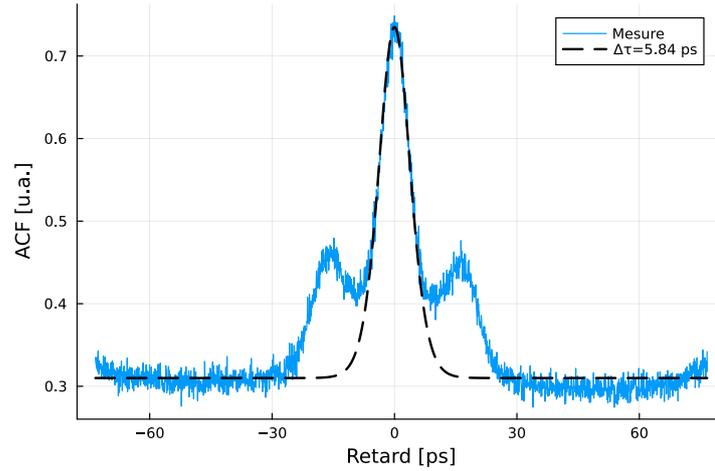


FIGURE 4.14 – Autocorrélation optique en sortie de ligne.

Nous observons bien une compression d'impulsion à l'autocorrélateur (voir figure 4.14). L'ajustement d'une courbe d'autocorrélation de type sech^2 permet d'estimer une durée d'impulsion de 5.8 ps. Cependant, on note un contraste non optimal de la fonction d'autocorrélation ainsi que deux lobes satellites autour de la forme d'impulsions centrale. Le défaut de contraste provient du fait que l'alignement des bras de l'autocorrélateur n'était pas optimisé pour une autocorrélation d'intensité, ce problème est résolu dans la prochaine section. Les lobes satellites indiquent quant à eux que l'impulsion n'est pas solitaire, c'est-à-dire qu'il peut exister plusieurs structures localisées sur une même période, comme des doublets d'impulsions. Cela peut indiquer que la distance de compression optimale est antérieure à 5 km et que l'impulsion s'est scindée en deux sous-impulsions, ou simplement que l'impulsions présente des ailettes à ses pieds. La qualité de l'autocorrélation ne nous permet pas de conclure quant à la forme réelle de la forme d'onde en sortie de fibre. Nous avons observé que l'affinement de la fonction d'autocorrélation avait lieu pour des courants laser faibles (proches du seuil), ici le courant était de 26 mA ($r = 2$).

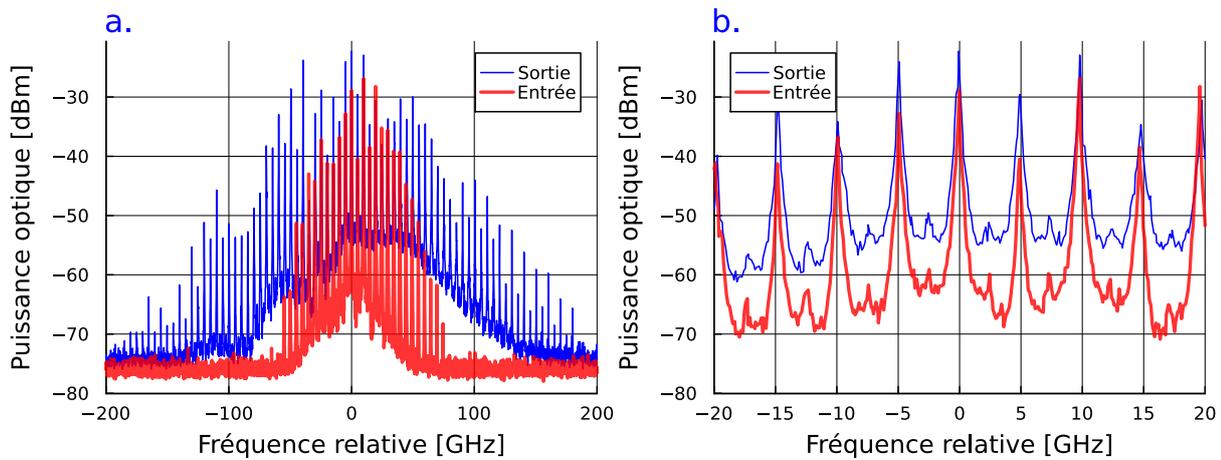


FIGURE 4.15 – Spectres optiques : après le modulateur de phase (rouge), en sortie de fibre (bleu) : a. Spectre entier, b. Zoom sur le centre du spectre.

La figure 4.15.a montre le spectre optique en sortie de modulateur (rouge) et en sortie de ligne optique (bleu). On observe bien un élargissement spectral dû à la SPM. En effet, la largeur à mi-hauteur (-3 dB) du spectre est multiplié par 2.5 en passant d’une largeur de 20 GHz à 50 GHz. On retrouve un taux d’élargissement similaire à -10 dB et à -30 dB avec respectivement des élargissements de 40 GHz à 100 GHz et de 100 GHz à 240 GHz. Nous observons également une fréquence de répétition de 5 GHz (figure 4.15.b) alors que le laser est modulé à 10 GHz. Ce phénomène, qui était inattendu, est un doublement de période de la réponse du laser tel que nous l’avons décrit et mesuré dans le deuxième chapitre. Ce phénomène apparaît lorsque le taux de modulation est élevé et que la fréquence de modulation est proche du double de la fréquence de relaxation du laser. Le doublement de période implique donc que le régime impulsionnel présente une période de 200 ps plutôt que 100 ps. On observe donc un spectre deux fois plus dense que ce qui est attendu, qui présente ici 48 raies en sortie de fibre.

Nous avons effectué la même expérience en ôtant la fibre non-linéaire. L’autocorrélation présentant une impulsion plus courte, de 4 ps, est obtenue pour un courant laser de 22 mA. Elle présente, elle aussi, deux lobes satellites (voir figure 4.16).

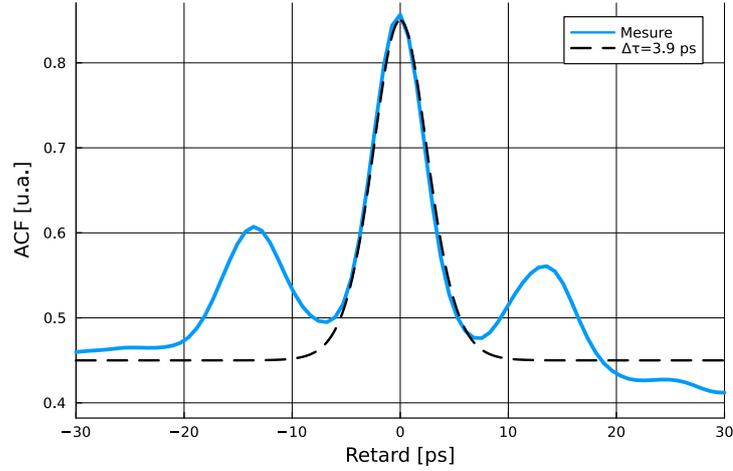


FIGURE 4.16 – Autocorrélation optique en sortie de ligne.

Le spectre optique obtenu en sortie présente des largeurs similaires au spectre précédent (figure 4.17.a) : 110 GHz à -10 dB et 260 GHz à -30 dB. Nous observons par ailleurs toujours le doublement de période, mais également un quadruplement de période (fréquence de répétition de 2.5 GHz, voir figure 4.17.b). Le courant de biais est en effet légèrement plus faible que précédemment (24 mA) et le taux de modulation s'en voit légèrement augmenté (il est inversement proportionnel au courant de biais). Le quadruplement de période a par ailleurs déjà été observé dans des lasers DFB à semi-conducteurs à modulation directe [88].

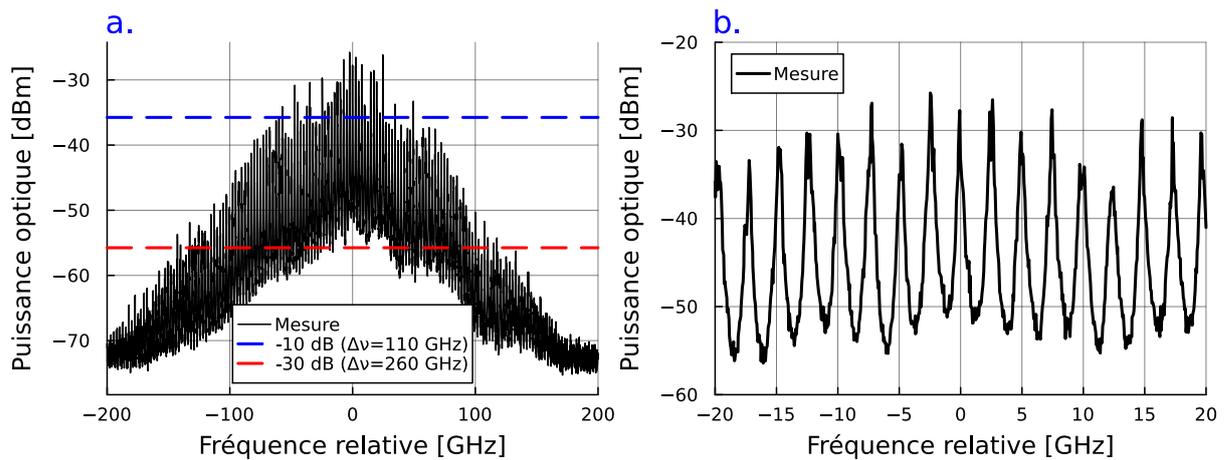


FIGURE 4.17 – Spectre optique en sortie de fibre : a. Spectre entier, b. Zoom sur le centre du spectre.

Chapitre 4 – Génération d’impulsions et de peignes de fréquence optique dans un Oscillateur Optoélectronique à Modulation Directe

Finalement, le système est suffisamment stable pour qu’une mesure de bruit de phase puisse être effectuée (voir figure 4.18). On note cependant une dégradation de la qualité spectrale du signal OEO par rapport à ceux obtenus dans les travaux précédents. Le bruit de phase est en effet de -123 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse et le palier se situe autour de -125 dBc/Hz. On note également un excès de bruit important aux basses fréquences (en dessous 100 Hz) qui caractérise une mauvaise stabilité long terme du système.

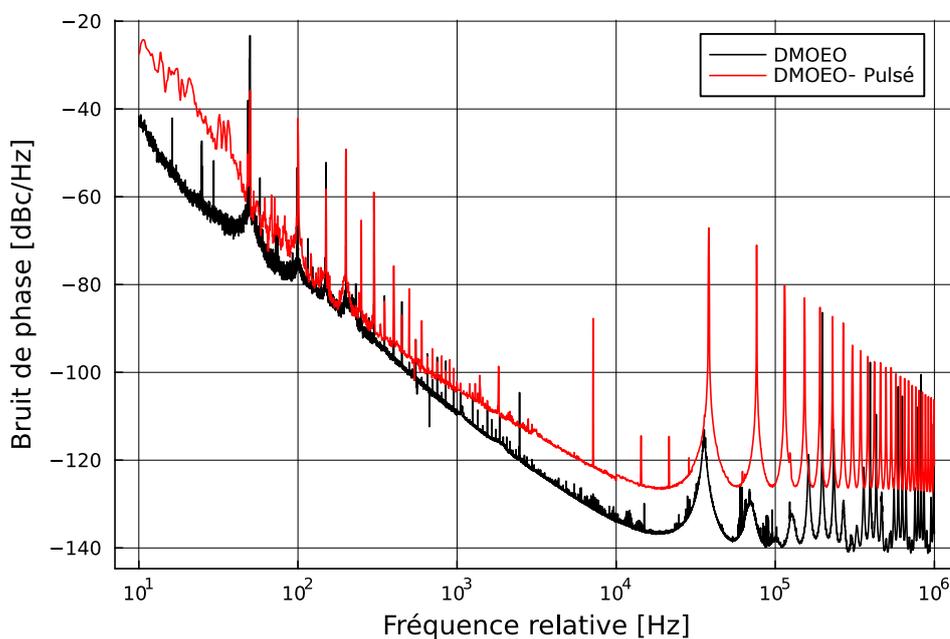


FIGURE 4.18 – Bruit de phase : DMOEO (noir), DMOEO à compression d’impulsion (rouge).

Dans ces deux expériences préliminaires, le retard de la modulation de phase, la puissance optique ainsi que le courant de biais ont été réglé empiriquement pour optimiser l’autocorrélation et le spectre optique. On note par ailleurs que la fibre non-linéaire ne semble pas apporter de changement observable sur la largeur des spectres. Finalement, afin de ne pas complexifier davantage l’expérience et de ne pas dégrader le laser, nous choisissons de travailler à des courants de biais plus élevés de sorte à ne pas observer de doublement ou quadruplement de période.

4.3.2 Amélioration de l'expérience

Réduction de l'effet Brillouin

Les spectres de bruit de phase que nous mesurons après l'ajout de la compression sont de qualité moindre par rapport à ceux que nous avons obtenus dans le chapitre précédent. Bien que l'optimisation sur l'OEO ait une influence importante sur le bruit de phase, on observe un excès important de bruit qui semble provenir des modifications de l'architecture de l'expérience.

La puissance optique utilisée pour la compression est importante (autour de 26 dBm) et est susceptible d'exciter l'effet Brillouin [126]. L'effet Brillouin est un effet non-linéaire du troisième ordre (sensible à l'intensité), comme l'effet Kerr. Il résulte d'une interaction inélastique avec les phonons pouvant se propager dans la silice. Par effet électrostrictif, l'intensité de l'onde optique peut générer une onde acoustique dont la fréquence est de 10 GHz dans une fibre standard. Cette onde acoustique est une onde de densité dans le matériau et provoque une périodisation de l'indice de réfraction. L'onde optique observe ainsi localement un réseau d'indice (un miroir de Bragg) et se voit en partie réfléchi dans le sens inverse de sa propagation et décalée de 10 GHz en fréquence. Cet effet est d'autant plus important que la fibre est longue, que la puissance optique est élevée et que la longueur de cohérence est grande. Il existe cependant différentes façons de limiter cet effet [177]. L'une d'entre elles consiste notamment à diminuer la longueur de cohérence optique de sorte à réduire l'interaction constructive entre l'onde optique et l'onde acoustique. Ceci est rendu possible en élargissant le spectre optique, en modulant la phase du signal.

Nous représentons sur la figure 4.19 les pertes de transmissions dues à la rétrodiffusion Brillouin en fonction de la puissance optique moyenne en entrée de fibre dans plusieurs situations : pour un signal continu, pour un signal issu d'une modulation directe et pour cette même onde modulée en phase à basse fréquence (100 MHz).

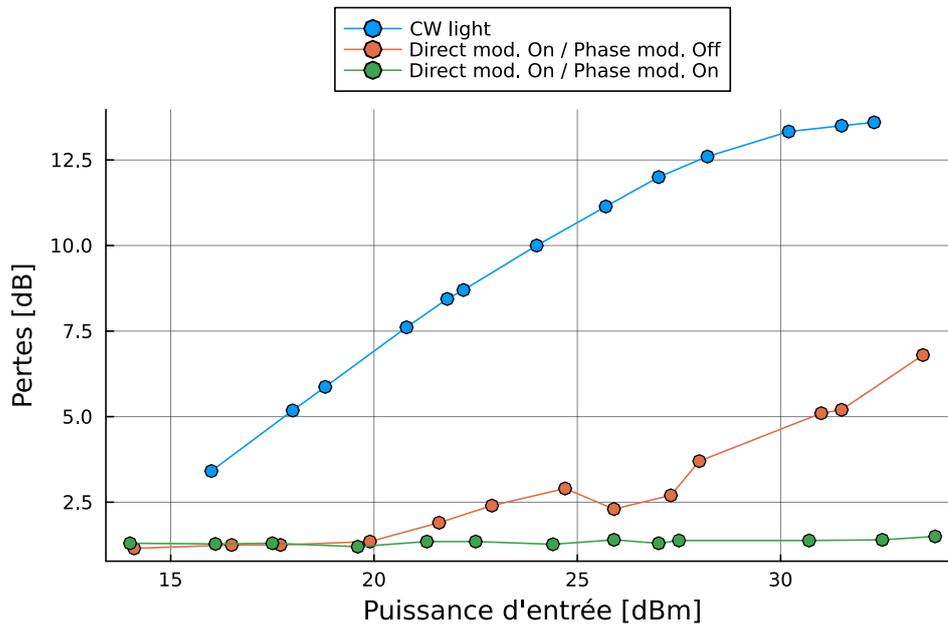


FIGURE 4.19 – Mesures de pertes en fonction de la puissance optique moyenne en entrée de fibre pour un signal laser continu (bleu), un signal laser issu d’une modulation directe (orange) et d’un signal issu de la modulation directe puis modulé en phase à 100 MHz.

On observe des pertes importantes dans le cas d’une onde laser continue (courbe bleue). Pour une puissance d’entrée de 20 dBm on observe en effet des pertes de l’ordre de 6 dB, ces pertes augmentent avec la puissance d’entrée jusqu’à atteindre un palier de saturation à 30 dBm (13 dB de pertes). La modulation directe du laser apporte une réduction importante de ses pertes (courbe orange), qui commencent à augmenter avec la puissance d’entrée à partir de 20 dBm (1 dB de pertes) et atteignent 5 dB à 30 dBm. Le signal laser présente dans ce cas une intensité et une phase modulée qui ont pour effet de limiter l’effet Brillouin [178], mais celui-ci reste trop important pour une puissance de 26 dBm.

L’ajout d’une modulation de phase lente après la sortie du laser modulé réduit en revanche drastiquement les pertes de transmissions sur toute la gamme de puissance étudiée (courbe verte). Les pertes restent ainsi constantes autour de 1 dB ce qui est à attribuer aux pertes intrinsèques et aux connecteurs de la fibre optique. Notons que la compensation du chirp laser par modulation de phase compresse le spectre optique ce qui devrait limiter la réduction de l’effet Brillouin. On devrait donc dans ce cas observer plus de pertes, ce qui justifie d’autant plus la modulation de phase lente.

Architecture optimisée

Suite à l'étude des pertes optiques dues à l'effet Brillouin, nous proposons une architecture optimisée de l'OEO à modulation directe à compression d'impulsion qui devrait pouvoir fournir des résultats plus satisfaisants. Plus précisément, on s'attend à pouvoir obtenir des formes d'autocorrélations plus fines et plus proches de celle d'une impulsion de type sech^2 ainsi qu'un bruit de phase aussi bon que dans le chapitre précédent.

L'effet Brillouin provoque un excès de pertes de transmissions qui est néfaste à la compression d'impulsion, mais aussi un excès de bruit d'intensité et de bruit de phase [179]. Suite à la section précédente, nous intégrons un modulateur électro-optique en sortie de laser pour moduler la phase du signal optique à 100 MHz. Cette fréquence est suffisamment basse pour ne pas perturber la compression d'impulsion et suffisamment élevée pour être en dehors de la bande du filtre électrique et ne pas perturber le fonctionnement de l'OEO. On s'attend donc avec la réduction de l'effet Brillouin à gagner en stabilité basse fréquence et en qualité de compression des impulsions.

Nous choisissons d'utiliser une architecture à double boucle afin de contraindre la sélectivité des modes OEO et ainsi éviter les sauts de fréquences dans la bande du filtre. Ce choix permet également comme on l'a montré précédemment de réduire l'impact des modes non-oscillant sur le bruit de phase du signal électrique.

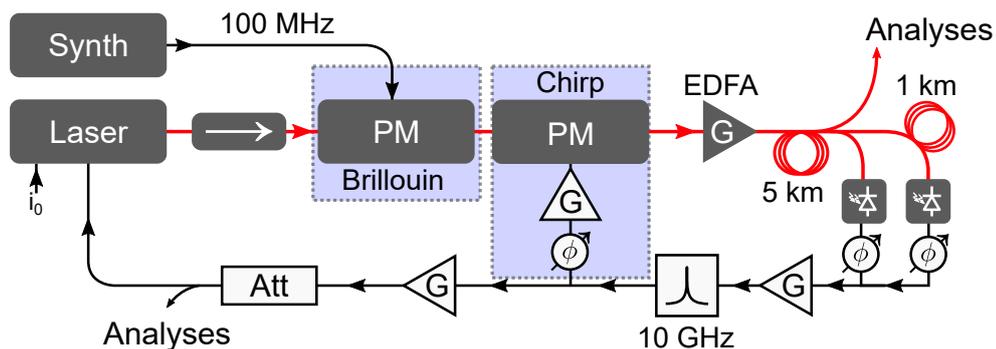


FIGURE 4.20 – Architecture de DMOEO optimisée pour la compression d'impulsions. PM : modulateur de phase, EDFA : amplificateur optique à fibre dopée Erbium.

L'architecture complète est illustrée par la figure 4.20. Elle est constituée du laser à

Chapitre 4 – Génération d’impulsions et de peignes de fréquence optique dans un Oscillateur Optoélectronique à Modulation Directe

modulation directe dont le signal est modulé en phase deux fois, d’abord à basse fréquence par un synthétiseur externe (**Rohde & Shwarz SMB 100A**) puis à 10 GHz par le signal OEO. Le signal optique est amplifié autour entre 25 et 26 dBm à l’aide d’un EDFA, avant de se propager dans la fibre standard de 5 km. Une partie du signal est extraite en sortie de fibre pour analyse, tandis que l’autre est séparée en deux chemins. La moitié du signal est photo-détectée directement et l’autre partie se propage dans 1 km de fibre supplémentaire avant d’être détectée. Les deux photodiodes sont suivies de déphaseurs électroniques permettant d’optimiser l’effet Vernier et donc la sélectivité spectrale de l’OEO. Les deux signaux issus de la photo-détection sont ensuite combinés avant d’être filtrés autour de 10 GHz puis amplifiés. Une partie du signal électrique est utilisée pour rétroagir sur la modulation de phase rapide à 10 GHz, une autre pour la modulation du laser. Une partie du signal électrique est extraite avant la modulation pour analyse.

Le système présente beaucoup de paramètres qui impactent tous le fonctionnement. Nous avons optimisé empiriquement le courant de biais laser, la puissance optique en entrée de fibre comme en entrée de photodiode ainsi que les différents déphaseurs électroniques. Un atténuateur variable est également utilisé en amont du modulateur de phase rapide afin d’ajuster la profondeur de modulation. Cependant, l’OEO n’est pas stable sur le long terme et est très sensible à la variation des paramètres. On a en effet constaté que l’optimisation du bruit de phase par l’ajustement des retards des deux lignes optiques change aussi le retard de la compensation de chirp et perturbe donc la compression d’impulsion. Ces variations des paramètres s’accompagnent de sauts de modes intempestifs de l’OEO qui peut se mettre à osciller à d’autres fréquences que 10 GHz (7, 11, 12 et 13 GHz). Dans ces conditions, il est difficile de caractériser précisément l’effet de chaque paramètre sur le système. De plus, lors de ces sauts de fréquences, on a observé des changements importants de la puissance de modulation de phase (de 23 à 28 dBm). Malgré les difficultés à analyser le comportement du système face à la variation des paramètres, il nous a été possible de trouver des points de fonctionnement stables où la mesure simultanée d’un bruit de phase optimisé ainsi que de compression d’impulsions satisfaisantes est possible.

Nous arrivons ainsi à observer des impulsions durant un laps de temps de quelques minutes, au-delà duquel on observe des “sauts” de l’OEO. Durant cet intervalle, les impulsions sont stables et on peut mesurer les fonctions d’autocorrélations, les spectres optiques ainsi que le bruit de phase de l’OEO.

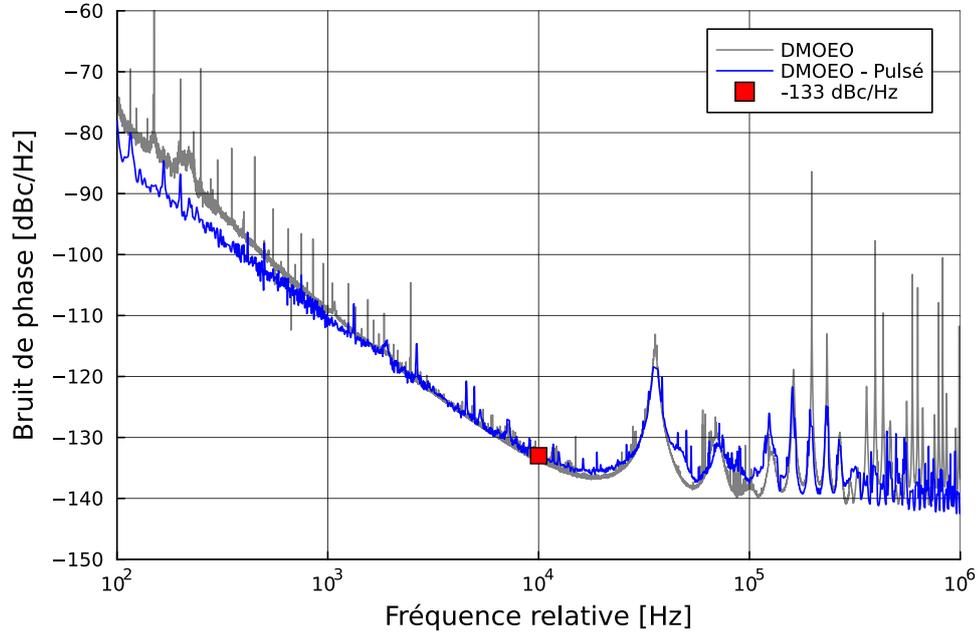


FIGURE 4.21 – Bruit de phase du DMOEO à compression d'impulsion.

Le bruit de phase (voir figure 4.21) est de -133 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse. Il est quasiment identique au meilleur bruit de phase présenté dans le troisième chapitre et même meilleur aux basses fréquences (en dessous de 1 kHz). La qualité spectrale du signal OEO nous indique que la compression d'impulsion ainsi que l'amplificateur optique ne dégradent pas le bruit du battement à la photo-détection. L'amélioration du bruit de phase aux basses fréquences peut être attribué à la modulation de phase lente. En effet celle-ci a pour effet de diminuer la densité spectrale de bruit issue de l'effet Brillouin et de la diffusion Rayleigh (phase et amplitude) sur une bande de fréquence donnée. Ce bruit de phase nous indique également une très bonne cohérence mutuelle des raies optiques, ce qui équivaut à une faible gigue temporelle. Ainsi, en intégrant le bruit de phase de 100 Hz à 1 MHz, on trouve une gigue de $\sigma_\tau = 13$ fs. Considérant un régime d'impulsions de 3 ps à une fréquence de 10 GHz, la gigue représente une fluctuation de période de 0.013 %.

La qualité de la compression peut-être observée sur la figure 4.22.a. Celle-ci montre une impulsion de type sech^2 dont la largeur temporelle, obtenue par ajustement de courbe, est d'environ 3 ps. L'impulsion centrale est accompagnée de deux lobes satellites culminant à 0.25. On peut noter qu'autour de cette structure, l'autocorrélation présente des valeurs très faibles (0.05) ce qui indique que le régime impulsif présente très peu, voir pas de

fond continu.

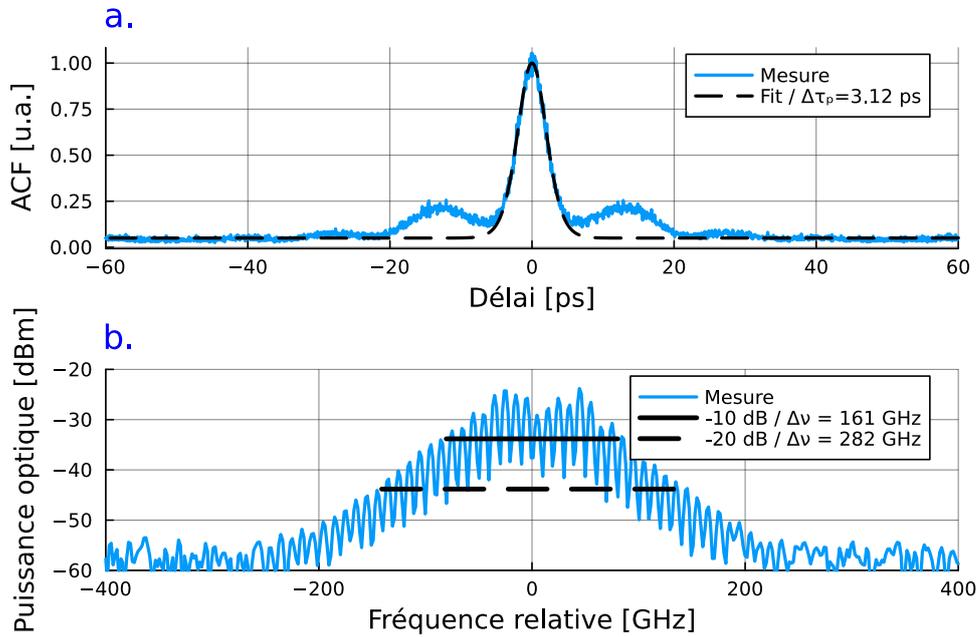


FIGURE 4.22 – Caractéristiques optiques après compression : a. Autocorrélation, b. Spectre optique (**Bristol 771 Series**, RBW : 2 GHz).

Le spectre optique du régime impulsionnel est illustré sur la figure 4.22.b, il montre, comme précédemment un élargissement par rapport au spectre optique en sortie du laser. On mesure des largeurs typiques de 160 GHz à -10 dB et de 280 GHz à -20 dB. L’élargissement est ici plus important que dans les expériences préliminaires où on mesurait des largeurs d’environ 100 GHz à -10 dB et de 260 GHz à -30 dB.

La forme des autocorrélations et les largeurs du spectre optique sont sensibles aux nombreux paramètres du système. L’optimisation de ceux-ci, comme pour le bruit de phase, se fait empiriquement. La puissance optique est la grandeur montrant le plus fort impact sur la compression. En effet, si la puissance est trop faible, la compression est moins importante et on observe des impulsions plus larges et des spectres optiques plus fins. À l’inverse, si la puissance est trop forte, la compression idéale se fait avant la sortie de la fibre et on observe une subdivision d’impulsions. Ceci est marqué par l’apparition de lobes satellites amples dans l’autocorrélation et une modulation du spectre optique, nous l’illustrerons plus loin.

D'autre part, nous avons observé que le retard de la compensation de chirp laser (modulation de phase rapide) avait un impact sur la forme d'autocorrélation. En effet, selon le retard, on peut soit amplifier le chirp laser soit le réduire, cela se traduit par un élargissement ou un affinement des formes d'autocorrélation. Pour certaines valeurs du retard, on a aussi observé des autocorrélations présentant un contraste plus faible indiquant une baisse de la puissance crête optique. Ceci est un signe que la modification du chirp initial peut être néfaste pour la compression.

De plus, comme dit précédemment, la puissance de la modulation de phase montrait de fortes fluctuations en fonction du point de fonctionnement de l'OEO. Nous émettons donc l'hypothèse que la modulation de phase était parfois trop faible pour modifier significativement le chirp du laser, ce qui semble indiquer qu'il est possible de produire des impulsions courtes sans utiliser la modulation de phase.

Architecture sans compensation de chirp

Afin de vérifier si une compression du signal laser initial est possible, contrairement à ce que l'on pensait de prime abord, nous ôtons la boucle de compensation du chirp du montage précédent (voir figure 4.23). Le reste du montage reste identique.

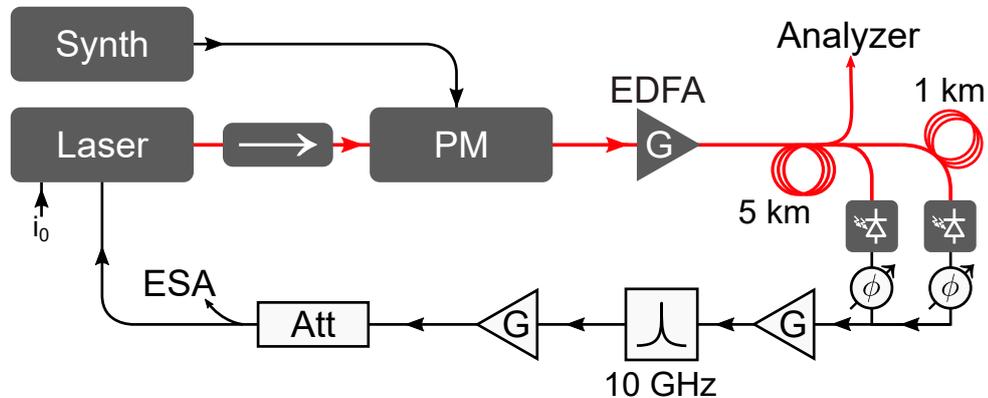


FIGURE 4.23 – Architecture de DMOEO à compression d'impulsion sans compensation de chirp laser. PM : modulateur de phase, EDFA : amplificateur optique à fibre dopée Erbium.

Bien que le spectre optique en entrée de fibre soit plus large en l'absence de compensation de chirp et que l'effet Brillouin soit potentiellement réduit, nous gardons l'étage de modulation de phase lente pour réduire davantage son impact si cela est nécessaire.

Chapitre 4 – Génération d’impulsions et de peignes de fréquence optique dans un Oscillateur Optoélectronique à Modulation Directe

Dans ce nouveau montage, nous avons réussi à faire osciller l’OEO de manière stable sur des périodes de l’ordre de la dizaine de minutes. Comme dans l’expérience précédente, on a dans un premier temps optimisé le bruit de phase en ajustant les paramètres. La figure 4.24 représente le meilleur bruit de phase que nous ayons obtenus (rouge) et le bruit de phase obtenu dans le troisième chapitre (noir).

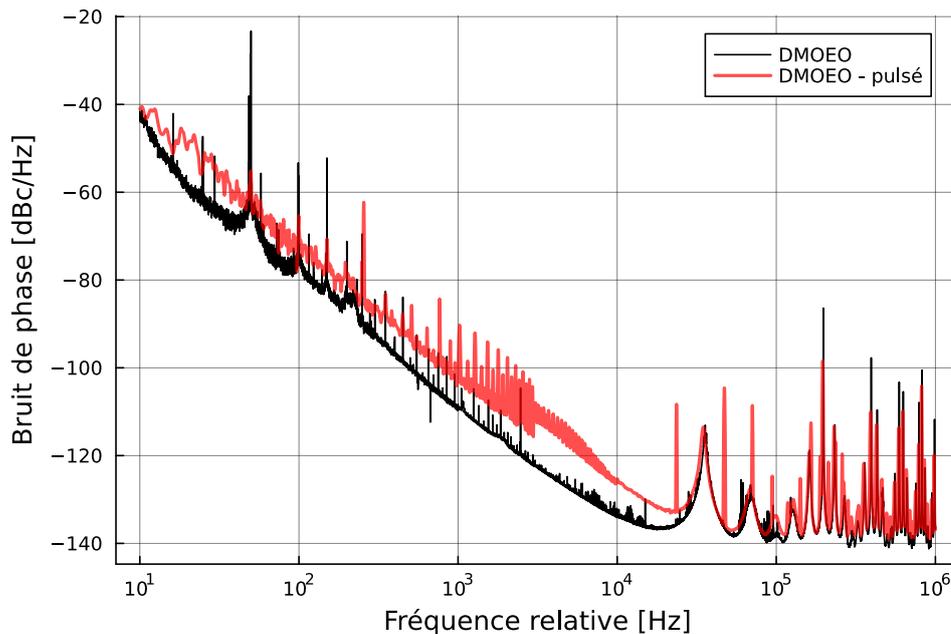


FIGURE 4.24 – Bruit de phase du DMOEO à compression d’impulsions sans compensation du chirp laser.

Le bruit de phase montre un palier autour de -140 dBc/Hz aux hautes fréquences (après 100 kHz) et une remontée de bruit aux basses fréquences, plus élevée que dans l’expérience précédente. Le bruit de phase est ici de -125 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse, soit 8 dB plus. Ce bruit plus élevé correspond à une largeur de raie également plus élevée ainsi qu’à une gigue temporelle plus élevée. Celle-ci est ici de 55 fs (intégration de 100 Hz à 1 MHz) soit quatre fois plus élevée.

En parallèle, on arrive à optimiser la forme des autocorrélations en ajustant la puissance optique en 25 et 26 dBm en entrée de fibre. La figure 4.25 montre un profil d’impulsion dont la largeur est estimée à 3.3 ps. Contrairement à l’expérience précédente, on observe ici un fond continu à 0.25 autour de l’impulsion, traduisant le fait que la puissance optique n’est pas nulle entre deux impulsions. Nous avons également remarqué que

la qualité des formes d'auto-corrélation n'est pas sensible à la qualité du bruit de phase.

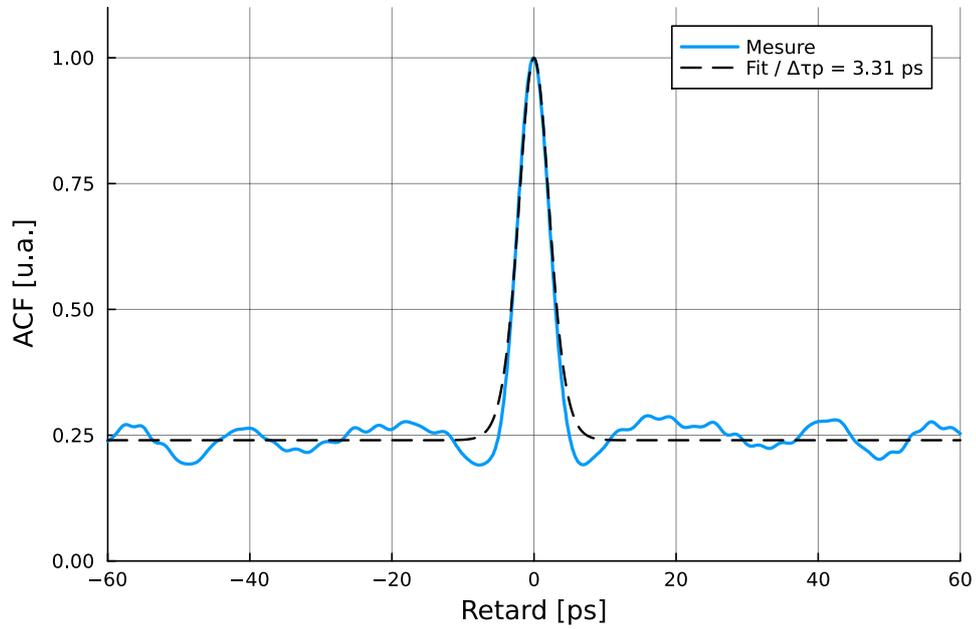


FIGURE 4.25 – Autocorrélation.

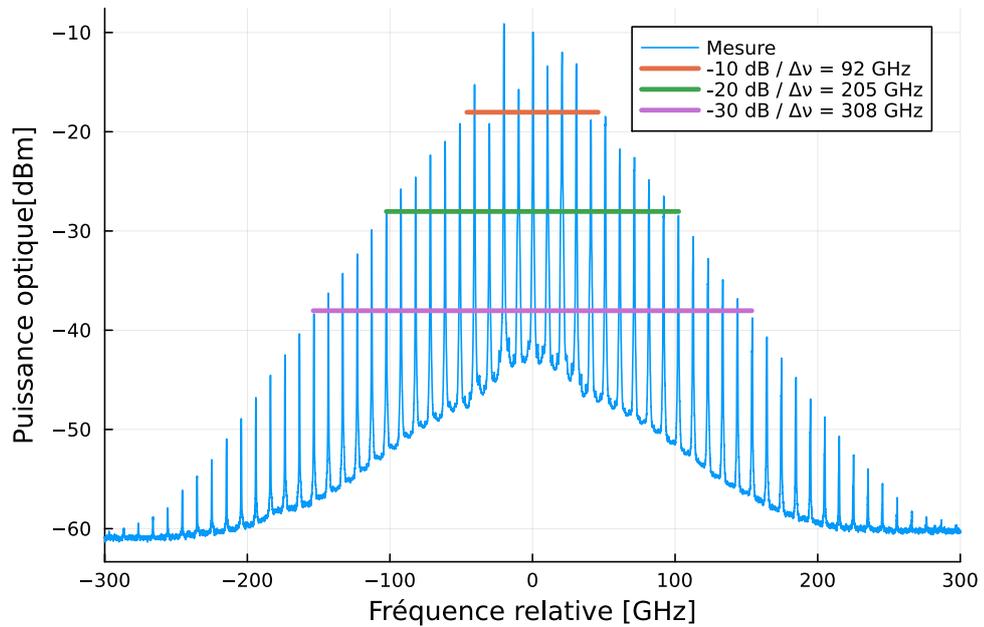


FIGURE 4.26 – Spectre optique.

La compression montre également un élargissement important du spectre optique, la figure 4.26 montre en effet des largeurs de 92 GHz, 205 GHz et 308 GHz à -10 dB, -20 dB et -30 dB respectivement, qui sont un peu moins importantes que celles produite par la simulation (110, 220 et 330 GHz).

Ces résultats montrent que la compensation du chirp laser n’est pas fondamentalement nécessaire pour implémenter une compression d’impulsion dans notre système. Cette expérience est la dernière que nous ayons réalisé durant ce travail de thèse et nous n’y avons pas consacré suffisamment de temps pour trouver des points de fonctionnement où le bruit de phase est meilleur.

4.3.3 Simulation du système

Afin de simuler la compression d’impulsion, nous devons dans un premier temps simuler la forme d’onde en sortie du laser directement modulé. Nous choisissons ici un courant de biais de 60 mA ($r = 4.6$) et un taux de modulation de $m = 1$, correspondant à une puissance électrique de modulation de 20 dBm à 10 GHz. Nous intégrons pour cela les équations dynamiques du laser et utilisons la valeur du facteur de Henry, qui nous avons soigneusement caractérisé au chapitre 2, à savoir $\alpha = 3.8$. Pour la compression, nous choisissons les paramètres typiques d’une fibre SMF standard, c’est-à-dire une dispersion de 17 ps/nm/km, un facteur de non-linéarité Kerr $\gamma = 1.1 \text{ W}^{-1}/\text{km}$ et 0.2 dB/km (0.046 km^{-1}) de pertes linéiques.

Nous ajoutons une modulation de phase au signal laser $E_l(t)$ de sorte à compenser son chirp au maximum. Comme dans [175], nous considérons que le modulateur de phase est piloté par le signal de l’OEO, ici à une fréquence $f_m = 10 \text{ GHz}$. Le signal en entrée de fibre $E_i(t)$ peut donc s’écrire :

$$E_i(t) = E_l(t) \cdot e^{i\phi_m \cos(2\pi f_m t - \theta)}, \quad (4.16)$$

où $\phi_m = \pi \frac{V_0}{V_\pi}$, avec V_0 la tension de modulation du modulateur de phase, V_π sa tension caractéristique et θ le déphasage entre le signal optique et la modulation de phase. La tension de modulation peut s’exprimer en fonction de la puissance électrique P telle que $V_0 = \sqrt{2PR}$, où $R = 50 \Omega$ est l’impédance. Afin d’être au plus proche de nos conditions expérimentales, nous utilisons la tension caractéristique du modulateur de phase que nous utiliserons par la suite, c’est-à-dire $V_\pi = 4.7 \text{ V}$.

Avec ces paramètres, nous sommes en mesure de simuler notre système. Nous chois-

sons d'intégrer l'équation de Schrödinger non-linéaire (à l'aide de l'algorithme présenté précédemment) sur une distance de 6 km. Comme nous utilisons une fibre de 5 km dans nos expériences, c'est à cette distance que nous optimisons la compression.

Nous regardons dans un premier temps comment le signal laser évolue dans la fibre lorsque son chirp est idéalement compensé. En considérant une puissance de modulation de phase de 28 dBm (puissance maximale du composant) et avec un déphasage de 0.75π (par rapport au début de la période), on arrive à minimiser le chirp au centre de l'impulsion (voir figure 4.27).

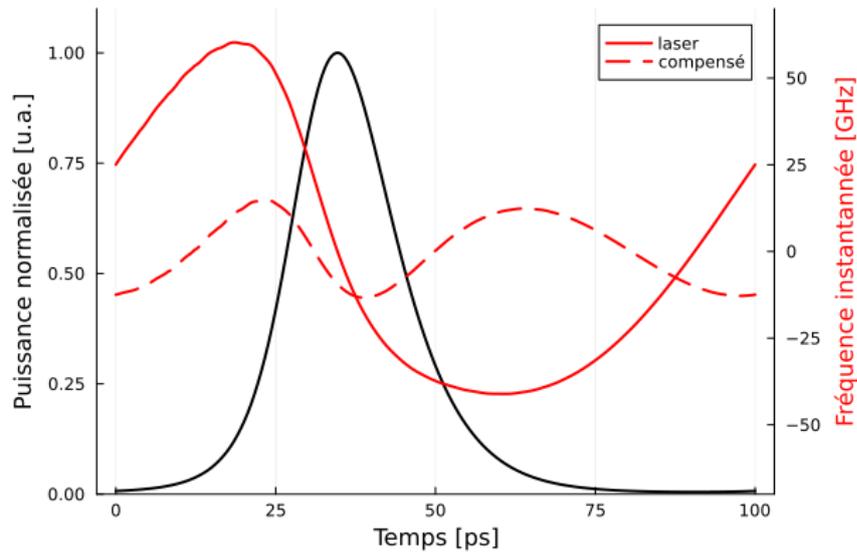


FIGURE 4.27 – Chirp initiale du laser (courbe rouge pleine) et chirp compensé (courbe rouge pointillée).

La fréquence instantanée est linéaire au centre de l'impulsion et montre une variation décroissante d'environ 75 GHz sur sa durée. On parvient à diminuer ce chirp à l'aide des paramètres choisis, après quoi, celui-ci est parabolique, traduisant la présence d'un chirp non-linéaire, mais présente une excursion fréquentielle moins importante.

Nous simulons ensuite la propagation de ce signal dans la fibre optique, avec une puissance d'entrée de 400 mW (26 dBm). La compression idéale a lieu à une distance d'environ 2200 m soit bien plus tôt que la sortie de notre fibre de 5 km (voir figure 4.28). La distance d'intérêt de 5 km est indiquée par des traits pointillés (noir à gauche et blanc à droite).

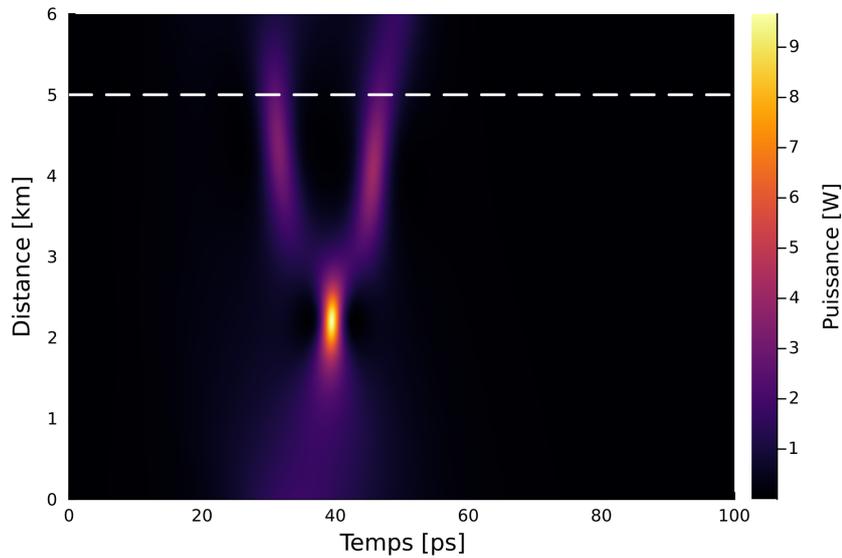


FIGURE 4.28 – Puissance optique du signal comprimé en fonction de la distance. Puissance moyenne en entrée : 400 mW.

Après la compression, l’impulsion courte se subdivise en deux sous-impulsions, encore présentes à 5 km. Nous comparons le signal initial (courbe noire), le signal comprimé à 2.2 km (courbe bleue) et le signal à 5 km (courbe rouge) sur la figure 4.29.

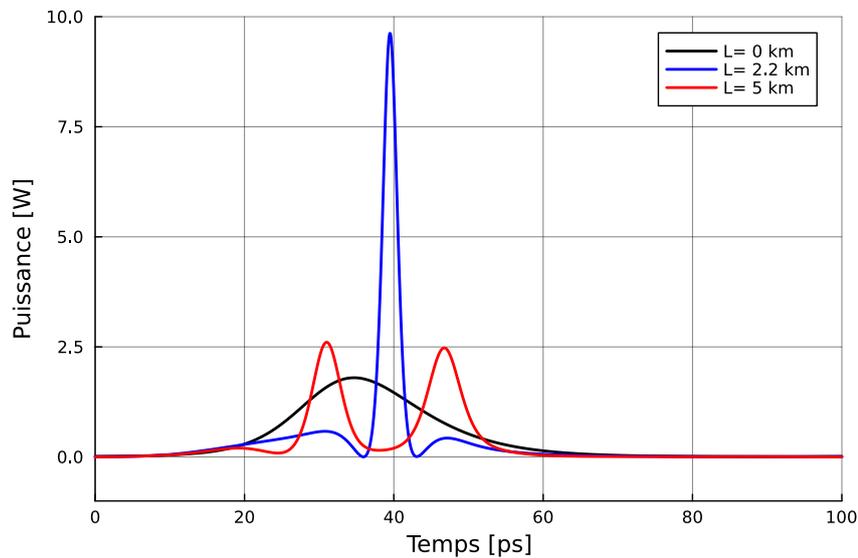


FIGURE 4.29 – Comparaison du signal laser à différentes distances dans la fibre optique. Puissance moyenne en entrée : 400 mW.

L'impulsion compressée idéalement présente une durée de 2.2 ps et une puissance crête de 9.6 W alors que l'impulsion initiale qui montrait une largeur temporelle de 19.2 ps et une puissance crête de 1.8 W. Ainsi, l'efficacité de compression (rapport des durées) est de 8.7. Elle présente aussi deux longues queues de plus faible amplitude sur chacun de ses côtés, ce qui est typique de la compression non-linéaire. À 5 km, les deux sous-impulsions présentent une durée de 4.5 ps.

Cette configuration est intéressante pour une extraction du signal au point de compression, à 2.2 km, mais nous n'avons pas de fibre de cette longueur et souhaitons garder une longueur de 5 km pour préserver l'architecture de notre OEO. Nous n'avons donc pas vérifié cette prévision expérimentalement. Il est cependant possible de ramener le point de compression à 5 km en diminuant la puissance optique en entrée, mais en baissant l'efficacité de compression, comme illustré sur la figure 4.30.

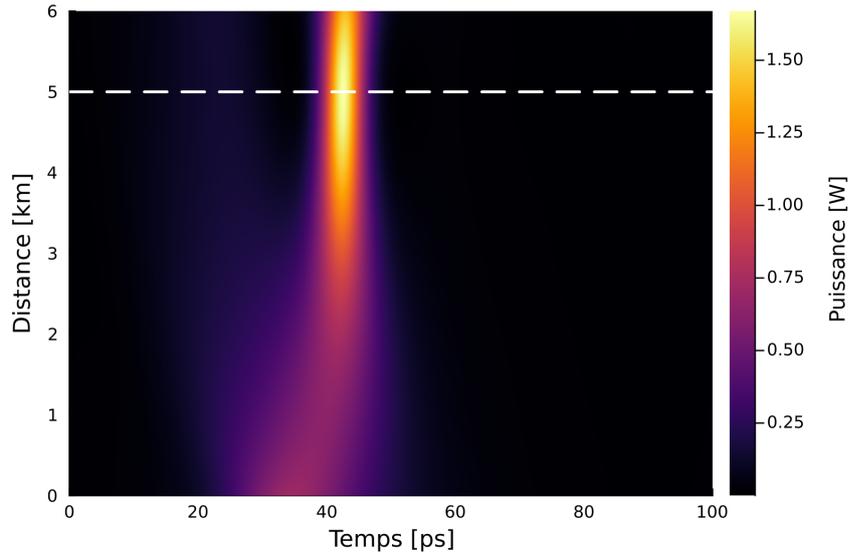


FIGURE 4.30 – Puissance optique du signal compressé en fonction de la distance. Puissance moyenne en entrée : 158 mW.

Nous avons ici simulé le système en utilisant une puissance d'entrée de 158 mW (22 dBm). L'impulsion présente une compression optimale à 5 km avec une durée de 5.4 ps. Cette impulsion, plus large que la précédente, présente une puissance crête moindre, de 1.67 W (contre 712 mW en entrée) ainsi qu'une moins bonne efficacité de compression, de 3.6. Bien que nous ne l'ayons pas illustré dans les sections précédentes, nous avons pu

observer des autocorrélations correspondant à des impulsions de cette durée lors d’expériences à cette puissance optique, ce qui corrobore les résultats fournis par la simulation dans cette configuration.

Cependant, c’est à plus haute puissance optique (autours de 26 dBm) que nous avons pu observer expérimentalement des compressions d’impulsions à 5 km avec des durées plus courtes (3 ps). En effet, en modifiant le retard de la modulation de phase, le chirp du signal n’est plus idéalement compensé, mais il semble qu’il puisse tout de même être adapté pour que la compression du signal ait lieu à de plus grandes distances, et ce, en gardant une bonne efficacité. La complexité du système ne nous permet pas de prédire à quelles puissances et pour quels déphasages les compressions seront optimales à 5 km. Nous avons donc procédé à une cartographie numérique (voir figure 4.31) de la puissance crête en fonction de ces deux paramètres en considérant les mêmes conditions de modulation du laser ($r = 4.6$, $m = 1$) et une puissance optique moyenne de 26 dBm en entrée de fibre.

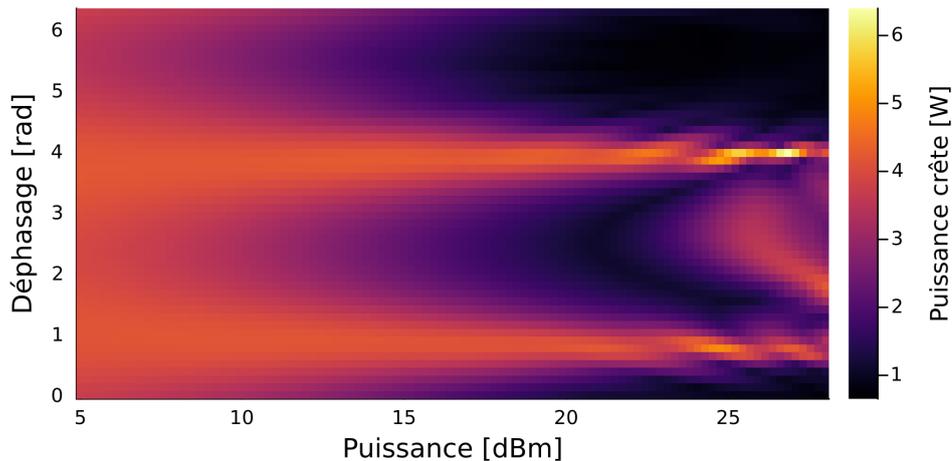


FIGURE 4.31 – Puissance crête optique du signal à 5 km en fonction de la puissance et du retard de la modulation de phase. Puissance moyenne en entrée : 400 mW (26 dBm).

La figure 4.31 montre qu’il existe plusieurs zones où la compression est possible.

Premièrement, on observe qu’une compression plus ou moins intense (puissance crête entre 4 et 6 W) est possible aux hautes puissances de modulation de phase (25-28 dBm), sur une certaine plage de déphasage. Ceci corrobore nos expériences qui ont été faites dans cette région de l’espace des paramètres.

Deuxièmement, il existe deux valeurs de déphasage, séparées de π , autour desquelles la compression est possible à toutes les puissances de modulation de phase. Cela tend à montrer que la compression est possible lorsque l'on ne modifie pas, ou très peu, le chirp initial du laser. En effet, une modulation de phase sinusoidale présente un chirp minimal à ces nœuds, qui sont séparés d'une phase de π .

Finalement, pour les basses puissances de modulation (5-13 dBm), la puissance crête dépend de moins en moins du déphasage et de la puissance. Comme c'est une région où la modification du chirp initial est moindre, cela tend à confirmer que le chirp laser n'est pas délétère à la compression.

N'étant pas capable de reproduire parfaitement nos conditions expérimentales dans la simulation, nous illustrons (voir figure 4.32.a) la compression à haute puissance de modulation de phase en utilisant les paramètres montrant la meilleure compression sur la figure 4.31, c'est-à-dire ici pour une puissance de 27 dBm et un déphasage de 4 radians.

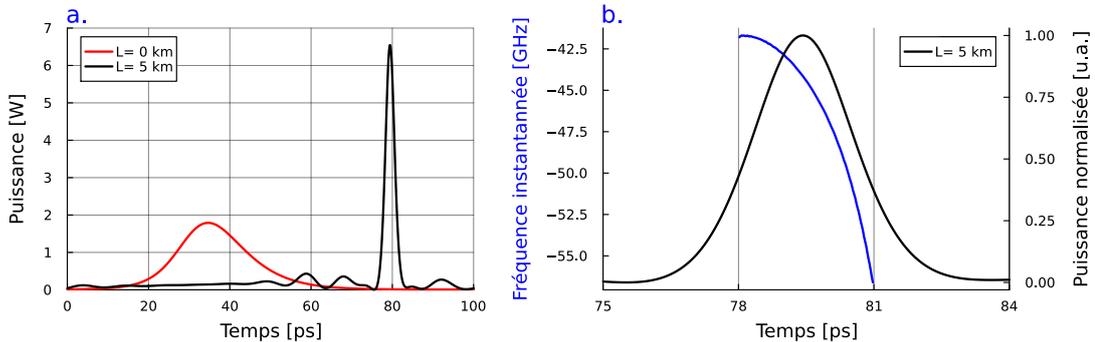


FIGURE 4.32 – Compression d'impulsion : a. comparaison entre le signal d'entrée (rouge) et le signal de sortie (noir), b. Chirp au centre de l'impulsion compressée. Puissance moyenne en entrée : 400 mW.

La compression permet d'obtenir une impulsion courte dont la durée est de 2.6 ps et une puissance crête de 6.5 W. Le régime impulsionnel n'est pas parfait, il reste en effet un fond continu ainsi que des ondulations, dont l'amplitude est bien plus faible que celle de l'impulsion. La figure 4.32.b montre le chirp de l'impulsion compressée, celui est négatif et non-linéaire, et présente une excursion fréquentielle d'environ 10 GHz sur la durée de l'impulsion.

Le spectre de ce signal optique est illustré sur la figure 4.33, il montre des largeurs

Chapitre 4 – Génération d’impulsions et de peignes de fréquence optique dans un Oscillateur Optoélectronique à Modulation Directe

spectrales de 200, 320 et 460 GHz à -10, -20 et -30 dB, respectivement. Lors de nos expériences, nous avons mesuré des spectres dont les largeurs pouvaient varier en fonction des paramètres, cependant la mesure de spectre expérimental présentée plus-haut montrait une largeur plus faible (161 GHz à -10 dB et 282 GHz à -20 dB). De plus, nous n’avons pas observé d’impulsions aussi courtes lors de nos expériences.

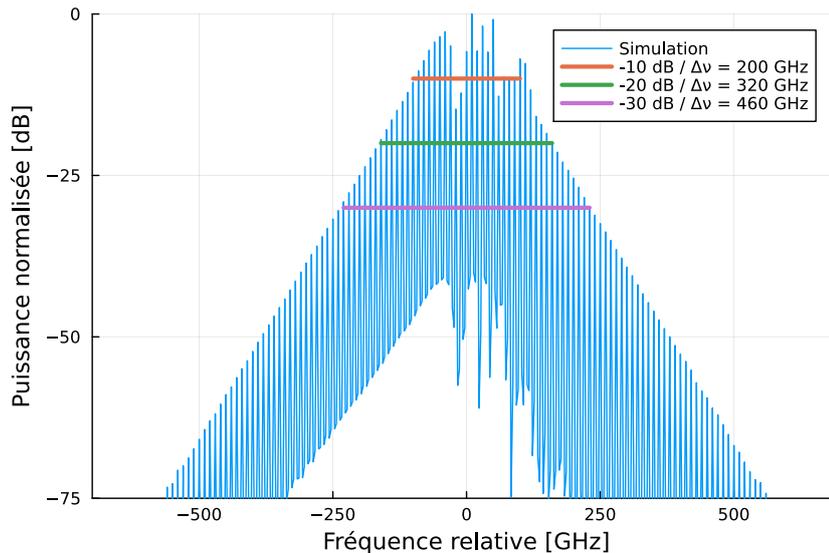


FIGURE 4.33 – Spectre optique de l’impulsion compressée.

Compte tenu de la complexité de l’expérience ainsi que la connaissance imprécise de certains paramètres, il est en effet non seulement probable que la simulation ne soit pas tout à fait fidèle à la réalité, mais aussi que nous ne nous soyons pas mis dans ces conditions précises de simulation en modifiant nos paramètres expérimentaux.

Afin de vérifier s’il est possible de compresser le signal laser sans effectuer de modification de son chirp, nous simulons une compression sans utiliser de modulation de phase. Le système est maintenant plus simple, car faisant intervenir moins de paramètres. Avec les paramètres de modulation utilisés, nous trouvons qu’une compression d’impulsion idéale est possible à 5 km en utilisant une puissance optique moyenne de 395 mW (25.96 dBm) en entrée de fibre.

La figure 4.34 représente l’évolution d’une période (100 ps) du signal optique le long la fibre. On observe clairement sur la première portion de fibre (0-2 km) que la pré-impulsion,

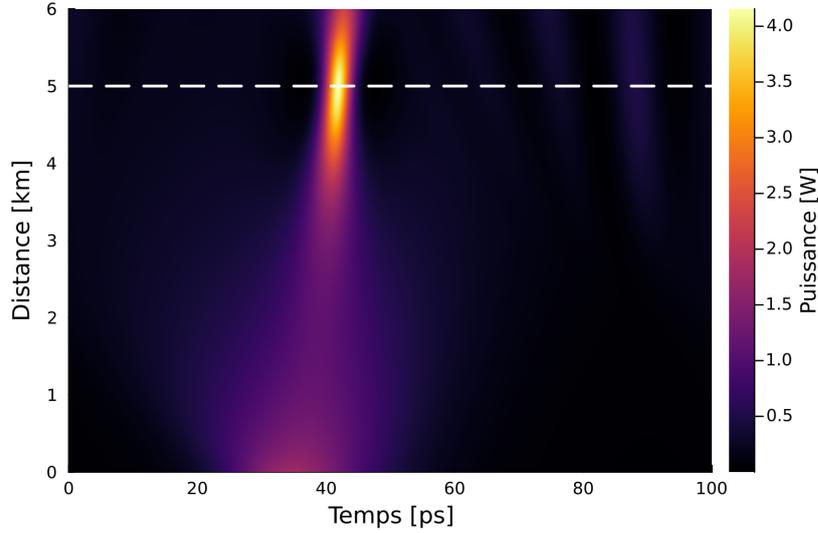


FIGURE 4.34 – Puissance optique du signal compressé en fonction de la distance. Échelle : logarithmique (gauche), linéaire (droite). Puissance moyenne en entrée : 395 mW.

issue du laser modulé, a tendance à s'étaler. Au bout de cette distance, l'auto-modulation de phase commence à compenser le chirp du signal (dû à la dispersion et au laser) et on observe une compression de la partie centrale de l'impulsion.

Nous comparons, sur la figure 4.35.a, le signal de compression optimisé par rapport au signal initial en entrée de fibre. On observe bien un affinement important de la largeur d'impulsion, passant de 19.2 ps en entrée à 3.46 ps en sortie. La compression est donc caractérisée par une efficacité de 5.55.

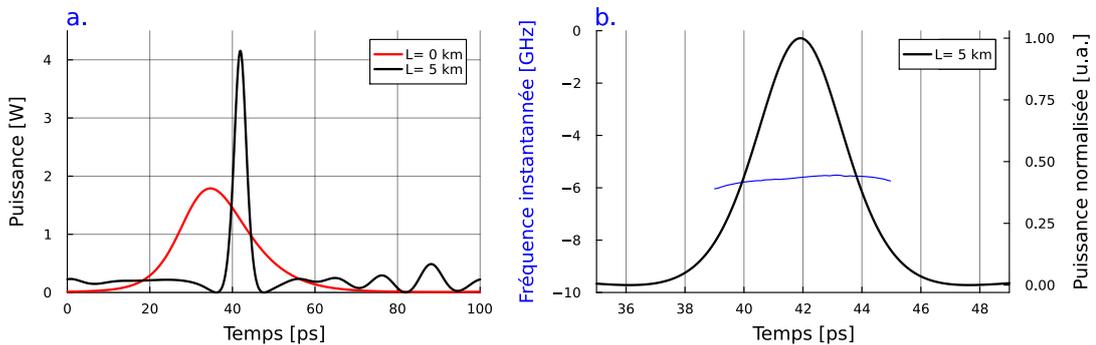


FIGURE 4.35 – Compression d'impulsion : a. comparaison entre le signal d'entrée (rouge) et le signal de sortie (noir), b. Chirp au centre de l'impulsion compressée. Puissance moyenne en entrée : 398 mW.

Chapitre 4 – Génération d’impulsions et de peignes de fréquence optique dans un Oscillateur Optoélectronique à Modulation Directe

L’affinement est accompagné d’une augmentation de la puissance crête, on observe en effet une puissance crête de 1.77 W en entrée de fibre contre 4.2 W à 5 km. On observe également des ondulations et un fond continu de faible amplitude, de part et d’autre de l’impulsion, provenant de l’étalement du signal en début de fibre. En effet, à partir d’une certaine distance, les signaux étalés se chevauchent et interfèrent.

Cette impulsion idéale présente une fréquence instantanée quasiment constante, c’est-à-dire un chirp quasiment nul (voir figure 4.35.b), ce qui veut dire qu’elle est proche de la limite de Fourier. Notons qu’il faut un ajustement fin de la puissance optique pour obtenir ce résultat.

Finalement, le spectre optique de cette impulsion est représenté sur la figure 4.36. Il présente des largeurs de 110, 220 et 330 GHz à -10, -20 et -30 dB, respectivement. Ces largeurs sont plus faibles que dans la simulation utilisant la modulation de phase, car cette impulsion est plus longue et présente moins de chirp.

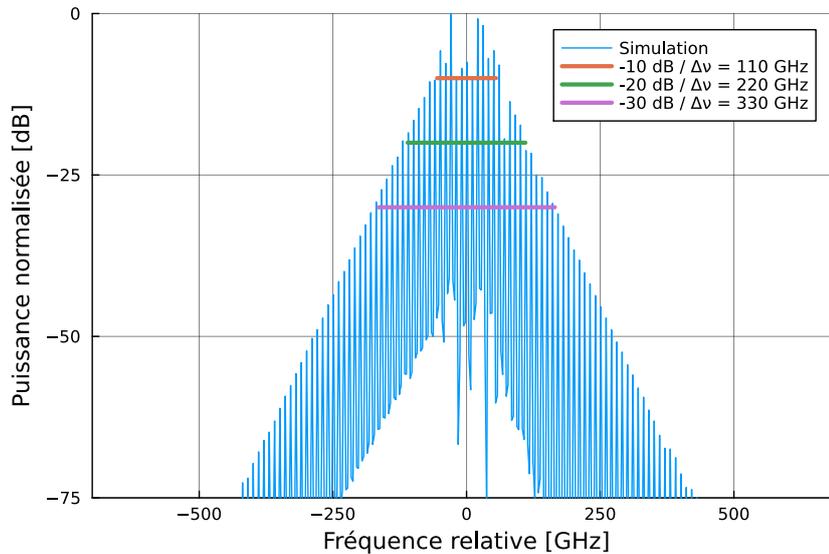


FIGURE 4.36 – Spectre optique de l’impulsion compressée.

La simulation montre donc, comme la dernière expérience présentée, que pour des paramètres de modulations et de fibre fixés, on peut trouver une puissance optique d’entrée permettant de compresser efficacement le signal laser à 5 km sans avoir à compenser son chirp. En effectuant d’autres simulations, nous avons remarqué que la puissance optique

idéale peut varier avec les conditions de modulation, car ceux-ci changent la forme d'onde initiale, en amplitude comme en phase. Nous n'avons pas fait d'études systématiques pour ces différentes valeurs de paramètres, car nous ne connaissons pas précisément les constantes réelles de notre fibre optique et nous ne maîtrisons pas précisément le taux de modulation du laser. Finalement, le fait de ne pas utiliser d'étage de compensation de chirp allège le montage expérimental et le rend moins complexe.

4.4 Application : Élargissement spectral hors-boucle après compression

Nous avons montré qu'on était capable d'apporter une compression d'impulsion à l'intérieur de l'OEO à modulation directe tout en gardant un bruit de phase de très bonne qualité. Nous souhaitons tirer parti du régime optique impulsionnel et de voir les peignes qu'il est possible d'obtenir par élargissement spectral par auto-modulation de phase en utilisant la fibre hautement non-linéaire.

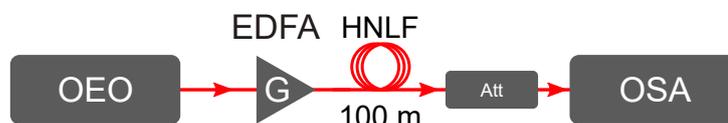


FIGURE 4.37 – Schéma d'élargissement spectral en sortie de DMOEO pulsé. HNLF : fibre non-linéaire.

Le schéma de cette expérience est présenté sur la figure 4.37. Nous prélevons une partie de la puissance optique au sortir de la fibre de 5 km pour l'amplifier puis l'injecter dans la fibre HNLF de 100 m. Dans cette expérience, nous avons utilisé les impulsions générées par le montage à modulation de phase.

Dans toutes les expériences d'élargissement spectral, nous avons amplifié les impulsions de 3 ps à une puissance de 26 dBm. La figure 4.38 représente l'impulsion en sortie de DMOEO à compression d'impulsion (en haut) ainsi que le spectre optique après propagation dans la fibre non-linéaire (en bas). Une comparaison entre le spectre d'entrée et de sortie est représentée sur la figure 4.39.

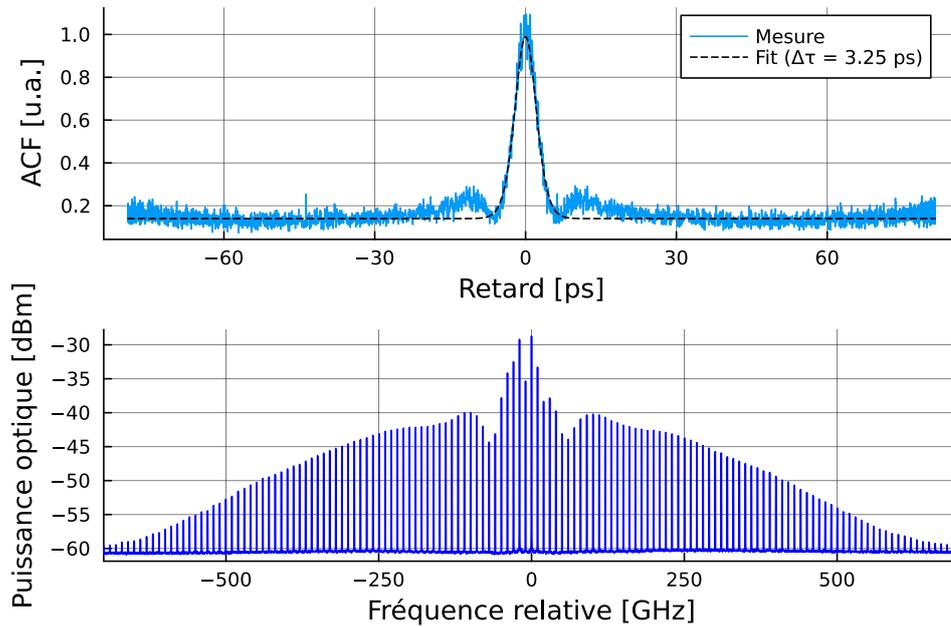


FIGURE 4.38 – Spectre optique en sortie de fibre non-linéaire et autocorrélation associée.

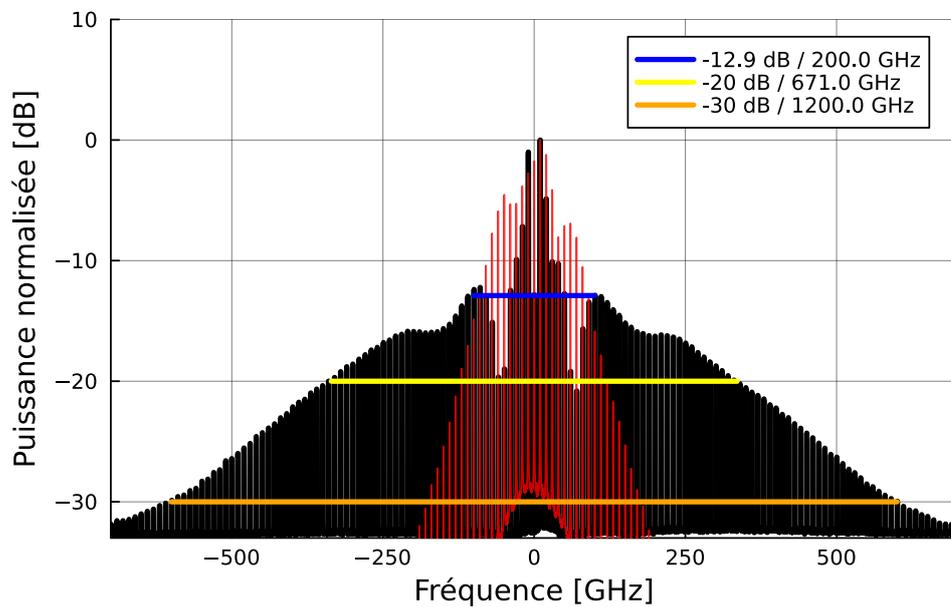


FIGURE 4.39 – Spectres optiques normalisés après compression : avant la fibre non-linéaire (rouge), après fibre non-linéaire (noir).

On observe un spectre bien plus large qu’en sortie de l’OEO, en effet on mesure ici

4.4. Application : Élargissement spectral hors-boucle après compression

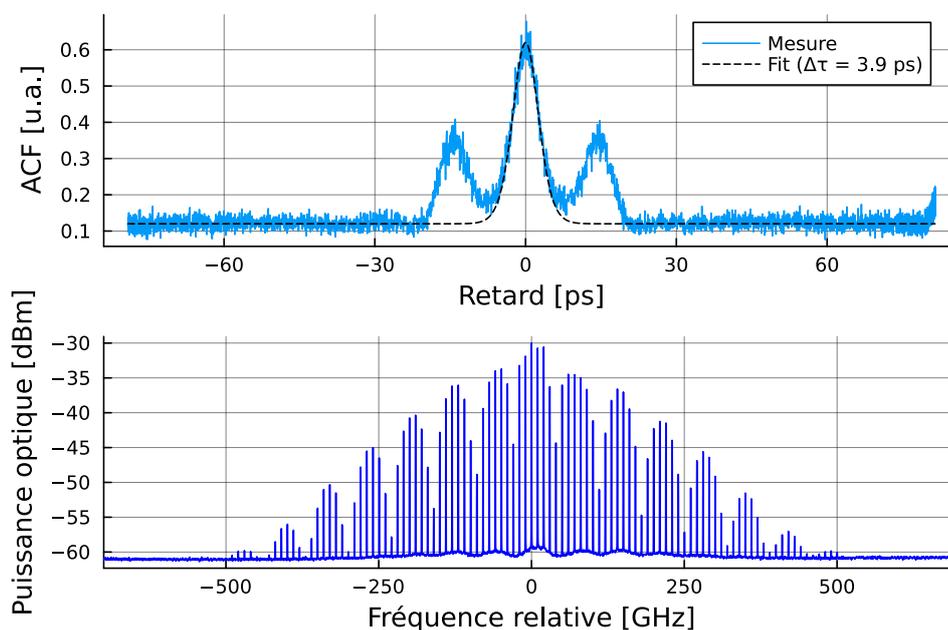


FIGURE 4.40 – Spectre optique en sortie de fibre non-linéaire et autocorrélation associée.

une largeur de 671 GHz à -20 dB et 1200 GHz à -30 dB contre 241 GHz et 340 GHz respectivement, avant élargissement. L'auto-modulation de phase fait aussi apparaître deux lobes symétriques, caractéristiques de l'effet, qui sont espacés de 100 GHz par rapport à la porteuse et culminent autour de -13 dB.

Dans le cas d'une compression non optimisée, le spectre optique peut devenir irrégulier, ce qu'on peut aussi s'observer sur le spectre élargi. Le spectre illustré 4.40 présente une sur-périodicité de 70 GHz. Cela s'explique par le fait que sur une période de 100 ps, il n'y a pas qu'une seule impulsion, mais deux. L'autocorrélation montre en effet deux lobes satellites autour de la forme centrale et sont espacés de 14.5 ps, ce qui constitue une sous-périodicité équivalente à une fréquence de répétition de 69 GHz. Dans cette expérience-ci, l'impulsion est légèrement plus large (3.9 ps) et présente une puissance crête moindre pour une même puissance optique moyenne de 26 dBm. En conséquence, le spectre est moins large. En effet, la largeur est ici de 580 GHz et 970 GHz à, respectivement -20 dB et -30 dB de la puissance maximale.

4.5 Perspectives d’amélioration

Nous avons vu que la génération d’impulsions courtes présentant une gigue temporelle faible était possible dans un OEO à modulation directe. Ces résultats montrent qu’il est possible d’implémenter la compression d’impulsion dans l’OEO sans dégrader pour autant ses performances et notamment son bruit de phase.

Les nombreux paramètres de l’expérience rendent ces résultats difficiles à optimiser et à reproduire. Premièrement, l’ajout d’une modulation de phase supplémentaire pour compenser le chirp négatif du laser semble rendre l’OEO moins stable. Nous avons pu en effet observer des sauts de fréquences et de puissance de modulation de phase lorsque l’on varie le retard de la compensation ainsi que les pertes variables en entrée du modulateur de phase. Le réglage des déphaseurs en sortie de photodiodes agit également sur le retard de la modulation de phase. Il semble donc qu’en optimisant le bruit de phase, on dégrade la compression d’impulsion et donc le bon fonctionnement de l’OEO. De plus, dans le cas particulier de notre montage, le chirp laser n’est pas délétère à la compression. La modulation de phase n’est en effet pas strictement nécessaire, contrairement à [175], ce qui rend l’architecture intéressante du point de vue de la simplicité et de la compacité.

Notons que l’efficacité de conversion est améliorée par l’usage d’un chirp initial positif. Un chirp laser négatif est donc néfaste pour la compression de manière générale, et son impact dépendra de la durée des impulsions initiales, de la longueur, de la dispersion et de la non-linéarité de la fibre ainsi que de la puissance optique utilisée. Une alternative serait d’utiliser une fibre à compensation de dispersion (dispersion normale) de sorte à compenser la phase quadratique du laser et compresser linéairement l’impulsion initiale (voir figure 4.41). On gagnerait ainsi en simplicité, en stabilité et on pourrait même optimiser davantage la compression non-linéaire dans une fibre présentant la bonne longueur et les bonnes valeurs de dispersion et de non-linéarité.

L’architecture double boucle a pour intérêt de filtrer les modes non-oscillant autour de 10 GHz (dans la bande du filtre) afin de réduire l’impact de ceux-ci sur le bruit de phase du signal. Nous avons choisi de l’implémenter dans le DMOEO pulsé présenté ci-dessus afin d’obtenir les meilleurs bruits de phase possible. Cependant, bien qu’on ait obtenu des résultats satisfaisants, cette architecture semble rendre le système moins stable et plus

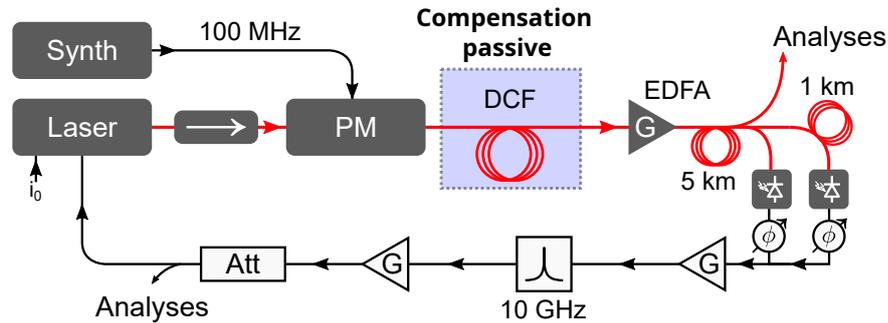


FIGURE 4.41 – Schéma de DMOEO à compression d'impulsion : compensation de chirp passive.

difficile à optimiser. En effet, une fois les impulsions compressées au sortir de la fibre de 5 km, une partie du signal est photo-détecté tandis qu'une autre partie continue de se propager sur 1 km de fibre. Cette deuxième portion de fibre apporte une part supplémentaire de dispersion et d'auto-modulation de phase au signal et perturbe donc sa forme temporelle. On peut en conclure que les deux photodiodes ne détectent pas la même enveloppe optique et que cela peut affecter l'interférence dans le domaine électrique. Pour pallier ce problème, une approche possible serait d'utiliser une fibre à dispersion faible ou nulle (autour de 1550 nm) de sorte que l'enveloppe optique ne soit pas déformée et que les deux signaux photo-détectés soient identiques (voir figure 4.42).

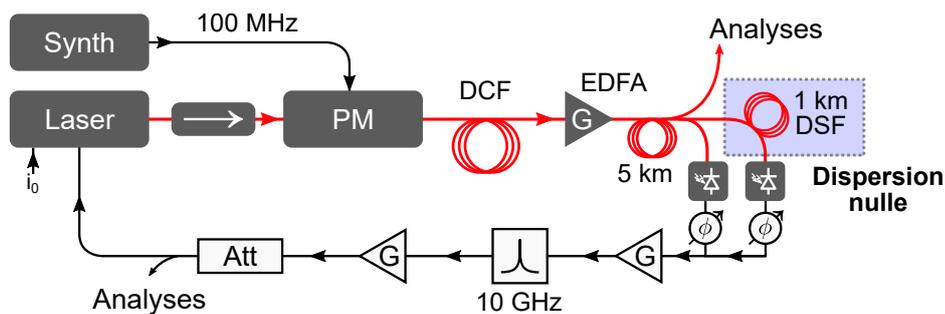


FIGURE 4.42 – Schéma de DMOEO à compression d'impulsion : architecture double boucle optimisée.

Finalement, et de manière plus générale, la chirp est une des quantités essentielles à connaître pour optimiser un système mêlant à la fois dispersion, modulation de phase et auto-modulation de phase. Bien que nous soyons parvenus à optimiser le système et ayons

obtenus des résultats satisfaisant en accord avec nos simulations, tout le travail serait bien plus simple avec une mesure directe et rapide de l’enveloppe optique temporelle et de la phase spectrale. Cela permettrait notamment d’effectuer des mesures précises de non-linéarité et dispersion dans les fibres utilisées ainsi que leur effet sur le signal initial. Pour ces mêmes raisons, pouvoir modifier arbitrairement la phase spectrale du signal optique en un point donnée de la propagation permettrait d’aider au design du système, au choix des composants à y intégrer ou bien à optimiser la forme des impulsions. Ceci serait possible en utilisant un filtre optique ajustable en intensité et en phase [180].

4.6 Perspectives d’applications

Les peignes de fréquences et les régimes impulsionnels optiques ont de nombreuses applications en fonction de leurs caractéristiques. Dans ce travail, nous avons montré des impulsions picosecondes et des peignes dont la fréquence de répétition est de 10 GHz. Nous énumérons dans cette partie différentes applications spécifiques adaptées à nos résultats.

4.6.1 Échantillonnage optique

L’échantillonnage optique ou opto-électronique désigne un ensemble de techniques utilisant des signaux optiques (souvent impulsionnels) pour caractériser des signaux électriques ou optiques.

Une impulsion optique peut servir à ouvrir ou fermer rapidement un circuit électrique en se propageant dans un matériau photo-conductif (comme les semi-conducteurs). Avec un train rapide d’impulsions suffisamment courtes, on peut déclencher à intervalle régulier la mesure discrète d’un signal électrique pendant un court laps de temps. Les convertisseurs analogiques-numériques photoniques (**p-ADC** : Photonic Analog-to-Digital Converters) sont des systèmes fournissant à la fois une discrétisation temporelle d’un signal électrique pilotée par signal optique ainsi qu’une quantification de la mesure [181].

La quantification apporte intrinsèquement une incertitude sur la valeur de la grandeur mesurée, cependant cette incertitude peut être sensiblement augmentée par la gigue tem-

porelle du signal optique, la variation du temps de mesure ainsi que le bruit d'amplitude et d'autres sources de bruit (thermique, grenaille). Toutes ces perturbations ont pour conséquence de baisser le nombre de bits effectifs de quantification (**ENOB** : Effective Number Of Bits), bien que la qualité de quantification de l'ADC puisse être bien meilleure.

Les impulsions optiques offrent une meilleure gigue que les signaux d'horloge électroniques basés sur la multiplication de fréquence [182]. Les lasers à verrouillages de modes ainsi que les COEO [76] sont donc des systèmes idéaux pour réduire l'erreur de quantification d'un échantillonnage rapide ou pour augmenter la fréquence d'échantillonnage avec un ENOB suffisant.

Lorsque seule la gigue temporelle est considérée, l'ENOB du système est [181] :

$$N = -\frac{1.76 + 20 \log(2\pi f_0 \sigma_\tau)}{6.02} \quad (4.17)$$

Où f_0 est la fréquence de répétition et σ_τ la gigue temporelle.

Notre meilleur DMOEO à compression d'impulsion présente un régime impulsionnel à 10 GHz avec une gigue de 13 fs, ce qui correspond à un ENOB $N = 9.96$. Un signal optique d'une telle qualité permettrait donc en principe d'échantillonner un signal électrique à 10 GHz avec une quantification de 8 bits voir 10 bits sans apporter d'incertitude supplémentaire à la mesure.

4.6.2 Multiplexage en longueur d'onde

Un peigne de fréquence est un ensemble de longueurs d'ondes également espacées. Chacune des raies de ce peigne peut servir de porteuse optique pour transporter un signal de modulation indépendant. La fibre optique présente par ailleurs une large plage de transparence autour de 1550 nm (bande C) ce qui permet le transport de centaines de longueurs d'onde en simultané et donc autant de signaux portés par elles. Cette technique, qui s'appelle "multiplexage en longueur d'onde" (**WDM** : Wavelength Division Multiplexing) permet donc d'augmenter significativement le débit de données se propageant sur un même canal. Cette agrégation de canaux est notamment utilisée pour supporter des flux de données plus ou moins importants dans les différentes couches (locale, métropolitaine, cœur) d'un réseau de télécommunication optique [183]. À titre d'exemple, un peigne optique contenant 512 raies espacées de 12.5 GHz est capable de fournir un débit

de 1.28 Tb/s (512×2.5 Gb/s) sur une distance de propagation de 320 km [184].

Avec un travail plus avancé sur la forme du spectre optique (largeur, platitude)[185], un OEO fournissant un élargissement spectral pourrait très bien se prêter à la génération de signaux optiques multi longueur d’onde pour les télécommunications.

4.7 Conclusions

En partant de la théorie de la propagation d’une onde optique dans une fibre et en considérant les effets linéaires et non-linéaires, nous avons mis en place une compression d’impulsion dans notre OEO à modulation directe. Nous avons montré qu’on pouvait générer des impulsions d’une durée de 3 ps présentant une gigue temporelle très faible de 13 fs. Cela a été possible tout en maintenant les performances de l’OEO, c’est-à-dire le très bon bruit de phase du signal micro-onde à 10 GHz.

Cependant, l’architecture proposée montre une certaine complexité et des instabilités sur le temps long (au-delà de plusieurs minutes), à cause des nombreux paramètres entrant en jeu et de leurs dérives lentes. Nous avons exposé les différentes perspectives d’amélioration permettant à la fois de simplifier le système et de le rendre plus stable. Ce travail mérite donc d’être poursuivi, notamment avec l’aide d’instruments adaptés à la mesure de formes d’onde optiques (oscilloscope optique) et de la phase spectrale. En plus d’un travail plus avancé sur la stabilité du système, l’usage de fibres spéciales (autre que notre fibre HNLF), présentant de plus fortes non-linéarité et dispersion, pourrait mener à des compressions bien plus importantes (impulsions femtosecondes), voir à la génération de super-continuum.

Un OEO à compression d’impulsion, à l’instar d’autres sources optiques picosecondes offre des perspectives d’applications dans le domaine des télécommunications. Pour l’exemple, nous avons illustré des applications potentielles à l’échantillonnage optique ou au multiplexage en longueur d’onde en utilisant les impulsions générées pour produire des spectres larges en pompant une fibre hautement non-linéaire.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Les OEOs sont des dispositifs tirant parti des faibles pertes de transmission dans une fibre optique pour implémenter des retards importants dans des oscillateurs électroniques hyperfréquences. Ils ont le potentiel de concurrencer les sources de fréquences électroniques, basés sur les oscillateurs à Quartz, en montrant de meilleures performances de bruit de phase.

Différentes architectures d'OEO ont été étudiées depuis les années 2000, c'est pourquoi nous avons dressé un état de l'art du domaine dans le premier chapitre. La plupart de ces architectures reposent sur l'usage d'un modulateur d'intensité optique externe pour assurer la transduction du signal électronique vers le domaine optique et ont permis de montrer des signaux hyperfréquence d'une très grande pureté spectrale, c'est-à-dire, présentant de très bons bruits de phase court-terme. Cependant, l'usage de la modulation directe du courant d'alimentation de la source laser comme moyen de transduction n'a pas fait l'objet d'autant d'études à cause de la qualité des composants à une certaine époque. Pourtant, la modulation directe offre des perspectives intéressantes tant sur la compacité, que sur les performances et le potentiel d'intégration de l'OEO.

L'objectif de ce travail de thèse était dans un premier temps d'étudier cette architecture, les bruits de phases atteignables par l'optimisation des paramètres ainsi que d'identifier les bruits limitants. Nous avons d'abord proposé, au second chapitre, une modélisation des lasers DFB à semi-conducteurs et avons introduits la notion de modulation directe. Le troisième chapitre s'est quant à lui concentré sur une présentation détaillé du fonctionnement des oscillateurs optoélectroniques, sur la modélisation de leur bruit de phase ainsi que sur la mise en place expérimentale du dispositif et l'exploitation des résultats obtenus. En s'inspirant des OEO classiques, nous avons proposé deux montages expérimentaux dits à "simple boucle" et à "double boucle". L'architecture à simple boucle est l'architecture OEO la plus simple tandis que le montage double boucle permet de faire apparaître un effet Vernier pour augmenter la sélectivité spectrale du dispositif. L'effet Vernier permet de filtrer les modes non résonnants de la boucle autour de la porteuse et ainsi de réduire fortement leur impact sur le bruit de phase du signal utile. Dans ces

deux configurations, nous avons réussi à faire osciller un signal hyperfréquence stable et monomode à 10 GHz. Les signaux obtenus ont pu montrer d'excellentes caractéristiques court-terme, dont un bruit de phase de -135 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse de 10 GHz. Ces résultats, sont, à notre connaissance, à l'état de l'art pour ce type d'architecture à modulation directe. Nous avons aussi pu modéliser le bruit de phase de ces OEOs en y intégrant des sources de bruit connues et inconnues, en bon accord avec les mesures. Le bruit du signal est limité par le bruit d'intensité relatif du laser aux hautes fréquences tandis qu'il devrait être limité par la conversion du bruit de fréquence laser et les autres bruits multiplicatifs aux basses fréquences. Ainsi, de meilleures performances de bruits devraient être atteignables en réduisant les sources de bruit.

Ces résultats, qui ont fait l'objet d'une publication [186], ont démontré que la modulation directe était une technique de transduction tout à fait satisfaisante pour remplacer les modulateurs externes tout en gardant d'excellentes performances. En plus de réduire la complexité matérielle, la modulation directe ouvre la perspective d'une intégration sur puce photonique, de lignes à retards intégrées [63]. La miniaturisation de lignes à retard suffisamment longues reste un défi majeur à ce titre, c'est pourquoi des recherches sont activement menées sur l'usage de micro-résonateurs [187, 188, 189] présentant de très-haute finesse en lieu et place des fibres optiques kilométriques.

Les OEOs sont avant tout utilisés pour la génération de signaux électroniques hyperfréquences, par exemple pour les télécommunications et les technologies RADAR. Le domaine optique, dont la fonction est d'implémenter le retard de la rétroaction n'est, lui, usuellement pas utilisé à but applicatif. Cependant, il serait intéressant de travailler sur le signal optique de sorte à augmenter la versatilité de l'OEO. La compression d'impulsions optiques dans la fibre à retard d'un OEO à modulation externe a été démontrée [175] et nous avons voulu appliquer ce concept à notre architecture. En tirant parti des propriétés linéaires (la dispersion) et non-linéaire (effet Kerr) des fibres optiques, nous avons introduit le concept de compression non-linéaire et avons proposé un montage expérimental permettant de l'implémenter. Nous pensions initialement que le chirp du laser DFB directement modulé était délétère à la compression d'impulsion et qu'une connaissance de son facteur de Henry était déterminant pour pouvoir compenser son effet sur la phase du signal initial et donc sur la compression dans la fibre. Nous avons donc entrepris de caractériser le facteur de Henry du laser en proposant une nouvelle méthode de mesure, basée sur l'interférométrie retardée. Cette méthode, présentée dans le deuxième chapitre,

se base sur une technique pré-existante de reconstruction de l'enveloppe optique complexe [106] et est plutôt simple à mettre en place avec des composants et instruments communément utilisés dans les laboratoires d'opto-électronique. Nous avons ainsi pu montrer une précision de mesure de l'ordre de 3%, similaire aux autres méthodes de mesures. Ces résultats ont aussi fait l'objet d'une publication scientifique [190].

Avec les autres caractéristiques du laser, que nous avons aussi caractérisées dans le deuxième chapitre, il nous a été possible de simuler son comportement et la propagation de son signal dans une fibre optique standard. Dans le dernier chapitre, la simulation ainsi que l'expérience nous ont montrées que le chirp du laser n'était pas limitant dans notre cas particulier ce qui a permis de réduire la complexité de l'architecture qui était d'abord composée d'un modulateur de phase pour modifier le chirp du signal et optimiser la compression. Dans une première configuration, impliquant une rétroaction sur la modulation de phase du signal optique, nous avons montré la génération de régimes impulsionnels présentant de faibles giges temporelles (13 fs), qui caractérisent également le maintien du très bon bruit de phase du signal électronique à 10 GHz (-133 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse). Ces impulsions courtes ont également un intérêt spectral, car une compression temporelle mène à un élargissement du spectre optique. On a ainsi pu montrer des spectres présentant des largeurs supérieures à la centaine de GHz à -10 dB dans la première configuration et supérieures à la centaine de GHz dans la deuxième. La deuxième configuration est plus simple et plus intéressante, car ne nécessitant pas de modulation de phase. Nous avons montré la génération d'impulsions picosecondes (3 ps) présentant une faible gigue (55 fs) et dont les spectres optiques associés ont montré des largeurs de l'ordre de la centaine de GHz à -10 dB. Le meilleur bruit de phase obtenu était de -125 dBc/Hz à 10 kHz, mais de meilleures performances devrait être atteignables par optimisation des paramètres. En effet, nous avons passé moins de temps sur cette expérience que sur les autres.

La mise en place de compression d'impulsion dans l'OEO augmente la complexité du système et impacte sa stabilité. L'utilisation de puissance optique forte a notamment fait apparaître l'effet Brillouin dont on a pu réduire les effets à l'aide d'une modulation de phase lente. Un travail plus avancé sur l'optimisation de la compression par l'usage de fibre à dispersion décalée ou de longueur différentes serait pertinent pour permettre la génération d'impulsions plus courtes et à de plus courtes distances. L'usage de fibre de dispersion faible dans la seconde boucle pourrait aussi permettre de gagner en stabilité.

Ces impulsions optiques courtes (picoseconde) et rapides (10 GHz) peuvent se prêter à plusieurs applications, comme l'échantillonnage optique ou le multiplexage en longueur d'onde. Elles pourraient aussi être utilisées comme signal de pompe pour la génération de super-continuum ou être davantage compressées à des durées de l'ordre de quelques femtosecondes.

BANDES DE FRÉQUENCES

Le spectre électromagnétique a été formellement divisé en bandes pour différencier les applications radiofréquences :

Fréquence	Désignation internationale	Désignation française
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)	UBF (Ultra Basse Fréquence)
3 kHz - 30 KHz	VLF (Very Low Frequency)	TBF (Très Basse Fréquence)
30 kHz - 300 kHz	LF (Low Frequency)	BS (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 - 3 THz	Terahertz	Téraherz

TABLE A.1 – Bandes du spectre radiofréquence

Dans ce spectre, le domaine allant de 300 MHz à 300 GHz est appelé domaine *micro-*

onde, en référence à ses longueurs d'ondes (1 mm - 1 m). On peut y définir un autre sous-domaine appelé *hyperfréquence* allant de 1 à 100 GHz.

Le domaine hyper-fréquence est lui aussi subdivisé en bandes selon les applications :

Fréquence	Désignation de bande
1 - 2 GHz	L
2 - 4 GHz	S
4 - 8 GHz	C
8 - 12 GHz	X
12 - 18 GHz	K _u
18 - 26.5 GHz	K
26.5 - 40 GHz	K _a
33 - 50 GHz	Q
40 - 60 GHz	U
50 - 75 GHz	V
50 - 90 GHz	E
75 - 110 GHz	W
110 - 170 GHz	D

TABLE A.2 – Bandes du spectre hyperfréquence

OSCILLATIONS DE RELAXATION

Nous avons vu que la dynamique d'un laser DFB à semi-conducteur peut être décrite par un système d'équations adimensionnalisées faisant intervenir l'inversion de population n et l'intensité optique laser I tel que :

$$\dot{I} = nI \quad (\text{B.1})$$

$$\dot{n} = \epsilon(r - (1 + n)(1 + I)) \quad (\text{B.2})$$

Ce système présente une solution stationnaire dite "laser allumé" pour laquelle la puissance optique est non-nulle. Elle est telle que $n = 0$ et $I = r - 1$. On trouve que l'intensité optique est proportionnelle au courant de pompe.

Nous nous intéressons à la réponse du laser lorsque celui-ci est soumis à une perturbation autour de l'état stationnaire. On définit l'intensité et l'inversion de population perturbées comme $I' = r - 1 + \delta i$ et $n' = 0 + \delta n$ respectivement. Après linéarisation au premier ordre du système perturbé, on trouve :

$$\begin{pmatrix} \dot{\delta i} \\ \dot{\delta n} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & (r - 1) \\ -\epsilon & -r\epsilon \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta i \\ \delta n \end{pmatrix} \quad (\text{B.3})$$

En faisant l'hypothèse que les deux perturbations, δi et δn évoluent comme $e^{\lambda s}$ ($s = t/\tau_p$ est le temps normalisé), on trouve un problème aux valeurs propres tel que :

$$\det \begin{pmatrix} -\lambda & (r - 1) \\ -\epsilon & -r\epsilon - \lambda \end{pmatrix} = 0, \quad (\text{B.4})$$

ce qui revient à résoudre le polynôme caractéristique suivant :

$$\lambda^2 + \lambda \cdot r\epsilon + \epsilon(r - 1) = 0. \quad (\text{B.5})$$

On trouve finalement ses deux racines, qui s'expriment comme :

$$\lambda_{\pm} = -\frac{r\epsilon}{2} \pm i\sqrt{\epsilon(r-1) - \left(\frac{r\epsilon}{2}\right)^2} \quad (\text{B.6})$$

On réécrit l'évolution de l'intensité dans les unités naturelles du temps tel que

$$I'(t) = r - 1 + \delta i \cdot e^{-\gamma t} \cos(\omega_R t) \quad (\text{B.7})$$

L'équation B.7 montre qu'une perturbation induit une oscillation à la fréquence, dite de relaxation, $f_R = \omega_R/2\pi$, qui décroît exponentiellement dans le temps. Cette décroissance est caractérisée par le facteur γ qui constitue l'inverse du temps d'amortissement de l'oscillation.

Par identification, on déduit les valeurs de γ et ω_R .

$$\gamma = \frac{r}{2\tau_c} \quad (\text{B.8})$$

$$\omega_R = \sqrt{\frac{(r-1)}{\tau_c\tau_p} - \gamma^2} \quad (\text{B.9})$$

La fréquence de relaxation montre une croissance proportionnelle à la racine carrée du courant de pompe r (le terme γ^2 est ici négligé), et présente des valeurs typiques de quelques GHz dans les lasers à semi-conducteurs. Le taux d'amortissement γ montre quant à lui une croissance linéaire en courant, ce qui équivaut à un temps d'amortissement inversement proportionnel au courant. Ainsi, plus le courant de pompe est fort, plus la réponse du laser à une perturbation s'estompe rapidement.

FONCTION DE TRANSFERT D'UNE FIBRE OPTIQUE

Une fibre optique standard présente une large bande de transparence autour de 1.55 μm où l'atténuation est minimale (≈ 0.2 dB/km), idéale pour les télécommunications optiques. Cependant, un tel milieu présente de la dispersion qui a pour conséquence de déphaser les composantes spectrales d'un signal et qui peut, au bout d'une certaine distance, mener à des interférences destructives. En effet, la phase spectrale qu'apporte la dispersion autour d'une fréquence optique $\nu_0 = \omega_0/2\pi$ s'écrit :

$$\phi = -\frac{1}{2}\beta_2(\omega_0 - \omega)^2L, \quad (\text{C.1})$$

où β_2 est la dispersion de la fibre, L sa longueur et ω la fréquence optique angulaire considérée autour de la porteuse.

Dans le cas d'un signal modulé en intensité à la fréquence f_m : $P(t) = P_0(1 + m \cos(2\pi f_m t))$, où m est le taux de modulation, le champ en entrée contient une porteuse et deux bandes latérales à la fréquence de modulation. Pour simplifier nos calculs, on considère un taux de modulation faible de sorte à pouvoir écrire :

$$E(t)_{in} = \sqrt{P(t)} \cdot e^{2i\pi\nu_0 t} \approx \sqrt{P_0} \left(1 + \frac{m}{2} \cos(2\pi f_m t) \right) \cdot e^{2i\pi\nu_0 t} \quad (\text{C.2})$$

Ce signal peut se décomposer en différentes composantes spectrales :

$$E_{in}(t) = \sqrt{P_0} \left(1 + \frac{m}{4} e^{-2i\pi f_m t} + \frac{m}{4} e^{+2i\pi f_m t} \right) \cdot e^{2i\pi\nu_0 t} \quad (\text{C.3})$$

À cause de la dispersion, chacune des raies observe un déphasage proportionnel à la distance de propagation et à la. On peut exprimer le champ complexe en sortie de fibre,

dans le domaine temporel, comme :

$$E_{out}(t) = \sqrt{P_0} \left(1 + \frac{m}{4} e^{-2i\pi f_m t} e^{i\theta} + \frac{m}{4} e^{+2i\pi f_m t} e^{i\theta} \right) \cdot e^{2i\pi\nu_0 t} \quad (\text{C.4})$$

avec $\theta = -2\pi^2 \cdot \beta_2 L f_m^2$.

L'intensité de ce signal fait apparaître un terme constant, un terme à la fréquence de modulation et au double de la fréquence de modulation :

$$P_{out}(t) = \sqrt{P_0} \left(1 + \frac{m^2}{4} \cos^2(2\pi f_m t) + \frac{m}{2} \cos(2\pi f_m t) \cos \theta \right) \quad (\text{C.5})$$

Le fait remarquable est que le terme à la fréquence de modulation est multiplié par un autre terme ne dépendant pas du temps, mais de la fréquence, de la dispersion et de la longueur de la fibre. Ce terme multiplicatif constitue une fonction de transfert qui peut complètement filtrer la composante spectrale à f_m en sortie de fibre. La fonction de transfert en puissance optique de la composante modulée s'écrit :

$$H(f_m) = \left| \cos(-2\pi^2 \cdot \beta_2 L \cdot f_m^2) \right| \quad (\text{C.6})$$

Pour longueur L fixée, on trouve un filtrage complet de la modulation pour les fréquences :

$$f_m^k = \sqrt{\frac{(1+2k)}{4\pi|\beta_2|L}} \quad (\text{C.7})$$

, où $k \in \mathbb{N}$.

Prenons l'exemple concret d'une fibre optique standard de 5 km et présentant une dispersion $\beta_2 = -2.16 \times 10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$. On obtient la fonction de transfert illustrée sur la figure C.1 en fonction de la fréquence de modulation f_m .

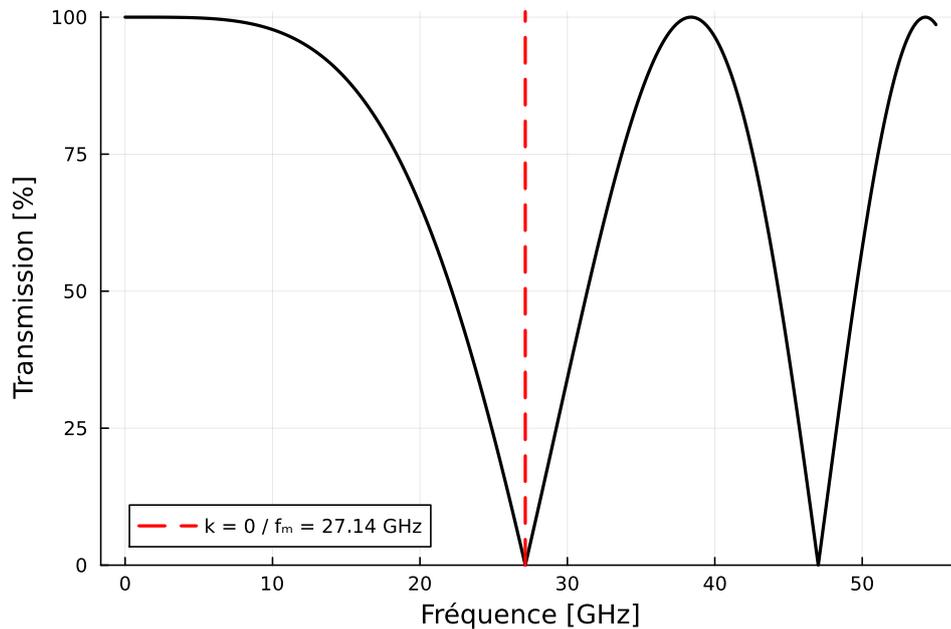


FIGURE C.1 – Fonction de transfert d’une fibre optique standard de 5 km.

La fonction de transfert montre que le signal serait complètement filtré pour des fréquences de modulation proches de 27 GHz. Dans ce travail, nous travaillons à 10 GHz et la transmission de la fibre est très proche de 100 %. La dispersion de la fibre optique n’est donc pas un problème du point de vue de la transmission en puissance d’un signal modulé.

Notons que les fréquences de transmissions nulles sont déterminées par la valeur de la dispersion. Pour une longueur de fibre connue et par le contrôle de la fréquence de modulation, il est possible de mesurer la dispersion d’une fibre [191]. Cette fonction de transfert existe également pour une modulation de phase et permet aussi la mesure de la dispersion [192].

Cette modulation de phase peut provenir du couplage phase-amplitude d’un laser, une estimation du facteur de Henry peut donc être faite à partir de la fonction de transfert mesurée [193].

FONCTION DE TRANSFERT DE LA PHASE

Soit un signal complexe E_{in} en entrée de système et E_{out} en sortie. On les exprime comme :

$$\begin{cases} E_{in} = (A_{in} + \delta_{in})e^{i\phi_{in}} \\ E_{out} = (A_{out} + \delta_{out})e^{i\phi_{out}} \end{cases} \quad (D.1)$$

Où A est l'amplitude, δ le bruit d'amplitude et ϕ le bruit de phase. Ces deux signaux sont liés par le biais de la fonction de transfert du système $H(\omega)$ par la relation :

$$E_{out} = H(\omega)E_{in} \quad (D.2)$$

En supposant des bruits de phase faibles ($\phi \ll 1$) on peut écrire :

$$(A_{out} + \delta_{out})(1 + i\phi_{out}) = H(\omega)(A_{in} + \delta_{in})(1 + i\phi_{in}) \quad (D.3)$$

On peut se placer dans le cadre d'une oscillation stable à une fréquence ω_0 , où l'amplitude en sortie de système est égale à l'amplitude en entrée de système : $A_{out} = A_{in}$. De plus, le point de fonctionnement d'un oscillateur est un attracteur qui a pour conséquence de filtrer le bruit d'amplitude. On peut donc négliger le bruit d'amplitude $\delta = 0$. On trouve :

$$\phi_{out}(\omega) = H(\omega)\phi_{in}(\omega) \quad (D.4)$$

Finalement on trouve l'expression de la densité spectrale de bruit de phase autour de la fréquence d'oscillation :

$$S_{\phi_{out}}(f) = |H(\omega_0 + 2\pi f)|^2 S_{\phi_{in}}(f) \quad (D.5)$$

APPROXIMATION DE LA FONCTION DE TRANSFERT DU FILTRE

La fonction de transfert d'un filtre passe-bande étroit résonnant peut s'écrire :

$$H_f(\omega) = \frac{i\Delta\omega\omega}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\Delta\omega\omega} \quad (\text{E.1})$$

Où ω_0 est la fréquence centrale et $\Delta\omega$ la largeur de filtrage à mi-hauteur. Cette expression peut se réécrire telle que :

$$H_f(\omega) = \frac{i\Delta\omega\omega}{(\omega_0 + \omega)(\omega_0 - \omega) + i\Delta\omega\omega} \quad (\text{E.2})$$

On souhaite trouver une expression approximée de H_f proche de la fréquence centrale soit pour $\omega = \omega_0 + \delta\omega$ avec $\delta\omega \ll \omega_0$. On trouve :

$$H_f(\omega_0 + \delta\omega) = \frac{i\Delta\omega\omega_0}{(2\omega_0 + \delta\omega)(-\delta\omega) + i\Delta\omega\omega_0} \quad (\text{E.3})$$

Finalement on obtient une expression approximée, qui correspond à un filtre du premier ordre proche de la fréquence centrale.

$$H_f(\omega_0 + \delta\omega) = \frac{1}{1 + 2i\frac{\delta\omega}{\Delta\omega}} = \frac{1}{1 + 2iQ_f\frac{\delta\omega}{\omega_0}} \quad (\text{E.4})$$

où $Q_f = \frac{\omega_0}{\Delta\omega}$ est le facteur de qualité sur filtre.

SIGNAUX BRUITÉS ET AMPLIFICATION

F.1 Rapport signal à bruit

Un signal idéal est décrit théoriquement par une fonction mathématique, cependant, un signal mesuré expérimentalement n'est jamais idéal et présente du bruit. Le rapport signal à bruit (**SNR** : Signal-to-Noise Ration) est une grandeur permettant de quantifier à quel point un signal est noyé dans des bruits. On le définit comme le rapport entre la puissance du signal P_{sig} et la puissance du bruit N_0 tel que :

$$\text{SNR} = \frac{P_{sig}}{N_0} \quad (\text{F.1})$$

Étant donné que la puissance de bruit est une grandeur intégrée, le SNR dépend fondamentalement de la résolution de mesure. Par conséquent, le filtrage d'un signal (par exemple d'une porteuse de fréquence arbitraire) peut mener à une amélioration du rapport signal à bruit.

F.2 Facteur de bruit

Un signal incident, déjà bruité, peut voir son bruit augmenter au passage dans un canal de transmission ou divers composants actifs. De tels ajouts de bruit conduisent à la dégradation du SNR initiale. On appelle facteur de bruit F (noise factor) le rapport entre le SNR en entrée et le SNR en sortie du composant :

$$F = \frac{\text{SNR}_{in}}{\text{SNR}_{out}} \quad (\text{F.2})$$

L'expression logarithmique du facteur de bruit (exprimée en dB), aussi appelée figure de bruit (noise figure), se note :

$$\text{NF} = 10 \log(F) \quad (\text{F.3})$$

F.3 Amplification de signaux bruités

F.3.1 Facteur de bruit d'un amplificateur

Un amplificateur apporte non seulement du gain G à un signal, mais il amplifie également le bruit de ce dernier. De plus, l'amplificateur apporte son propre bruit N_{amp} au signal qui vient s'ajouter au bruit incident amplifié. Ainsi, on peut écrire le rapport signal à bruit en sortie d'amplificateur comme :

$$\text{SNR}_{out} = \frac{GP_{sig}}{GN_0 + N_{amp}} \quad (\text{F.4})$$

On peut aussi calculer le facteur de bruit, qui s'écrit :

$$F = \frac{GN_0 + N_{amp}}{GN_0} = 1 + \frac{N_{amp}}{GN_0} \quad (\text{F.5})$$

Cette équation nous indique qu'un amplificateur idéal, qui tend à ne pas dégrader le SNR, présente un gain le plus élevé possible et un bruit en excès le plus bas possible. Ainsi, il existe des amplificateurs électriques, dits très bas bruits (**LNA** : Low Noise Amplifier) présentant des facteurs de bruit très proches de 1 (0 dB). Les amplificateurs optiques (EDFA), en revanche, présentent un facteur de bruit minimal de 2 (3 dB) à cause de l'émission spontanée. L'amplification dans le domaine électrique est donc à privilégier pour minimiser la dégradation d'un signal.

De manière générale on peut écrire le bruit en sortie de système comme :

$$N_{out} = F \cdot GN_0 \quad (\text{F.6})$$

Cependant, cette expression est valide uniquement lorsqu'on s'intéresse à la puissance du signal et devient invalide lorsqu'on raisonne sur le bruit de phase.

En effet, la phase d'un signal n'est pas affectée par le gain de l'amplificateur. En revanche, l'amplificateur produit un bruit de phase en excès $N_{\phi,amp}$. Ainsi, pour calculer correctement un bruit de phase en sortie d'amplificateur, il suffit de considérer un gain unité ($G = 1$) dans l'équation F.6. On obtient :

$$N_{\phi,out} = F \cdot N_{\phi,0}, \quad (\text{F.7})$$

où $F = 1 + \frac{N_{\phi,amp}}{N_{\phi,0}}$.

Chaîne d'amplification

Il est courant qu'une ligne de transmission contienne plusieurs amplificateurs successifs pour atteindre une puissance arbitrairement élevée. Chacun des amplificateurs de la chaîne d'amplification présente son propre gain G_i et sa puissance de bruit en excès N_i . Le facteur de bruit total de tous les amplificateurs en cascade est donné par la formule de Friis [194] :

$$F_{total} = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} + \frac{F_3 - 1}{G_1 G_2} + \frac{F_4 - 1}{G_1 G_2 G_3} + \dots + \frac{F_n - 1}{G_1 G_2 \dots G_{n-1}} \quad (\text{F.8})$$

On remarque que le gain du premier amplificateur (G_1) intervient au dénominateur de chaque terme à partir du deuxième terme de la formule F.8. Une factorisation par G_1 permet d'obtenir l'expression :

$$F_{total} = F_1 + \frac{F_{rest} - 1}{G_1}, \quad (\text{F.9})$$

où F_{rest} est le facteur de bruit total de la chaîne d'amplification sans compter le premier amplificateur.

Cette formulation permet de montrer que c'est le gain et le bruit du premier amplificateur qui sont les plus déterminants pour optimiser le facteur de bruit total de la chaîne. Ainsi, il est d'usage d'utiliser un amplificateur à fort gain et très bas bruit en début de chaîne d'amplification.

EFFET KERR OPTIQUE

Un milieu diélectrique présente une polarisation $\mathcal{P}(t)$ qui caractérise son interaction avec un champ électrique $\mathcal{E}(t)$ qui s'y propage. Dans le cas idéal la polarisation est linéaire en champ. On appelle susceptibilité diélectrique (noté χ et considéré réel) le facteur qui caractérise cette interaction et qui décrit l'indice de réfraction du milieu.

$$\mathcal{P}(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} \mathcal{E}(t) \quad (\text{G.1})$$

$$n_0^2 = 1 + \chi^{(1)} \quad (\text{G.2})$$

Cependant, dans un cas général, la polarisation peut montrer une dépendance non-linéaire eu champ électrique et faire apparaître de nouveaux effets. On peut dans ce cas écrire la polarisation comme une série en puissance du champ :

$$\mathcal{P} = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} \mathcal{E} + \chi^{(2)} \mathcal{E} \mathcal{E} + \chi^{(3)} \mathcal{E} \mathcal{E} \mathcal{E} \dots \right) \quad (\text{G.3})$$

Une fibre optique est composée de verre de silice (SiO_2) qui a la particularité d'être centrosymétrique. La conséquence de cette symétrie est d'annihiler toutes les non-linéarités d'ordres pairs ($\chi^{(2)}$, $\chi^{(4)}$, ...). Seules restent les non-linéarités d'ordres impaires, dont l'effet diminue avec l'ordre. Dans une fibre optique, on ne considérera donc que la non-linéarité du troisième ordre $\chi^{(3)}$.

Soit un champ électrique $\mathcal{E} = \frac{1}{2} E(t) e^{i\omega t} + c.c.$ oscillant à une fréquence optique ω . La polarisation non-linéaire $\mathcal{P}_{nl} = \epsilon_0 \chi^{(3)} \mathcal{E} \mathcal{E} \mathcal{E}$ peut ainsi se développer :

$$\mathcal{P}_{nl} = \epsilon_0 \chi^{(3)} \left(\frac{3}{8} |E(t)|^2 E(t) e^{i\omega t} + \frac{1}{8} E^3(t) e^{3i\omega t} + c.c. \right) \quad (\text{G.4})$$

On voit apparaître un terme élastique, à la fréquence d'excitation ω et un terme inélastique à 3ω . Ce deuxième terme est responsable de la génération d'une troisième

harmonique optique (**THG** : Third Harmonic Generation) qui peut être négligée dans le cas général, car nécessitant des conditions particulières d'accord de phase. Nous nous intéressons donc au premier terme, qui a la particularité de dépendre de l'intensité du champ $|E|^2$. On écrit :

$$\mathcal{P}_{nl} = \frac{3}{4}\epsilon_0\chi^{(3)}|E(t)|^2\mathcal{E}(t) \quad (\text{G.5})$$

Cette polarisation peut-être injectée dans l'équation de propagation des ondes. On peut en extraire un indice de réfraction modifié, en effet, on a :

$$n = \sqrt{\underbrace{1 + \chi^{(1)}}_{n_0^2(\text{linéaire})} + \frac{3}{4}\chi^{(3)}|E(t)|^2} \quad (\text{G.6})$$

En considérant que la contribution non-linéaire est très faible par rapport à l'indice linéaire, on trouve :

$$n \approx n_0 + \frac{3}{8n_0}\chi^{(3)}|E(t)|^2 \quad (\text{G.7})$$

Finalement en considérant l'intensité optique telle que $I = \frac{1}{2}n_0\epsilon_0c|E|^2$, on trouve une variation non-linéaire de l'indice de réfraction, directement proportionnelle à l'intensité :

$$n = n_0 + n_2I \quad (\text{G.8})$$

où n_2 est l'indice non-linéaire donnée par l'expression :

$$n_2 = \frac{3\chi^{(3)}}{4n_0^2\epsilon_0c} \quad (\text{G.9})$$

La variation de l'indice optique avec l'intensité existe dans le domaine temporel (ce qu'on étudie dans ce travail) mais aussi dans le domaine spatial. En effet, un profil d'intensité transverse de type Gaussien peut mener à une compression transverse du mode. On appelle ce phénomène "auto-affinement Kerr" (Kerr self-focusing), il est notamment utilisé dans les lasers à verrouillage de modes passifs [195].

BIBLIOGRAPHIE

- [1] T. H. MAIMAN, « Stimulated Optical Radiation in Ruby », in : *Nature* 187.4736 (août 1960), p. 493-494, ISSN : 0028-0836, DOI : [10.1038/187493a0](https://doi.org/10.1038/187493a0).
- [2] A. L. SCHAWLOW et C. H. TOWNES, « Infrared and optical masers », in : *Physical Review* 112.6 (déc. 1958), p. 1940-1949, ISSN : 0031899X, DOI : [10.1103/PhysRev.112.1940](https://doi.org/10.1103/PhysRev.112.1940).
- [3] X. Steve YAO et Lute MALEKI, « Optoelectronic oscillator for photonic systems », in : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 32.7 (1996), p. 1141-1149, ISSN : 00189197, DOI : [10.1109/3.517013](https://doi.org/10.1109/3.517013).
- [4] X. Steve YAO et Lute MALEKI, « Optoelectronic microwave oscillator », in : *Journal of the Optical Society of America B* 13.8 (1996), p. 1725, ISSN : 0740-3224, DOI : [10.1364/josab.13.001725](https://doi.org/10.1364/josab.13.001725).
- [5] Paul HOROWITZ et Winfield HILL, *The Art of Electronics*, 3rd, USA : Cambridge University Press, 2015, ISBN : 0521809266.
- [6] S. Esmail HOSSEINI, Azadeh KARIMI et Sajad JAHANBAKHT, « Q-factor of optical delay-line based cavities and oscillators », in : *Optics Communications* 407. September 2017 (2018), p. 349-354, ISSN : 00304018, DOI : [10.1016/j.optcom.2017.09.077](https://doi.org/10.1016/j.optcom.2017.09.077).
- [7] Enrico RUBIOLA, *Phase Noise and Frequency Stability in Oscillators*, Cambridge University Press, nov. 2008, ISBN : 9780521886772, DOI : [10.1017/CB09780511812798](https://doi.org/10.1017/CB09780511812798).
- [8] « IEEE Standard Definitions of Physical Quantities for Fundamental Frequency and Time Metrology—Random Instabilities », in : *IEEE Std Std 1139-2008* (2009), p. c1-35, DOI : [10.1109/IEEESTD.2008.4797525](https://doi.org/10.1109/IEEESTD.2008.4797525).
- [9] Enrico RUBIOLA et Remi BRENDEL, « The AM noise mechanism in oscillators », in : *2009 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 22nd European Frequency and Time forum*, 2009, p. 33-39, DOI : [10.1109/FREQ.2009.5168137](https://doi.org/10.1109/FREQ.2009.5168137).

-
- [10] D. B. LEESON, « A simple model of feedback oscillator noise spectrum », in : *Integrated Circuits for Wireless Communications* (1998), p. 429-430, DOI : [10.1109/9780470544952.ch6](https://doi.org/10.1109/9780470544952.ch6).
- [11] Jeremy EVERARD, « Low phase noise oscillators : Theory and application », in : *2009 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 22nd European Frequency and Time Forum*, 2009, p. 338-343, ISBN : 9781424435104, DOI : [10.1109/FREQ.2009.5168197](https://doi.org/10.1109/FREQ.2009.5168197).
- [12] Hilary U EZEA et al., « An Investigation of the Impacts of Phase Noise on Symbol Error Rate in Quadrature Amplitude Modulation Systems », in : *FUOYE Journal of Engineering and Technology 3.1* (2018), ISSN : 2579-0625.
- [13] Amita V MENON et al., « Combined amplitude and phase noise effects in QAM direct conversion receivers », in : *2015 International Conference on Microwave, Optical and Communication Engineering (ICMOCE)*, IEEE, déc. 2015, p. 346-348, ISBN : 978-1-4673-6981-7, DOI : [10.1109/ICMOCE.2015.7489763](https://doi.org/10.1109/ICMOCE.2015.7489763).
- [14] *18 GHz Microwave PLL Synthesizer*, ADF41020, Analog Devices.
- [15] *Microwave Signal Generator*, SMF100A, Rohde & Schwarz.
- [16] *Precision Ultra Low Phase Noise OCXO*, O-CEX-0SXXYY-X-E-X-X-10.000 MHz, NEL Frequency Controls, Inc.
- [17] *Ultra Low Noise Oven Controlled Crystal Oscillator*, OX-174, Vectron International.
- [18] *100 MHz-SC Golden Citrine Crystal Osc. (RoHS)*, 501-31631, Wenzel Associates, Inc.
- [19] *High Reliability OCXO, Ultra Low Noise Solutions*, LNO100, Rakon.
- [20] *Ultra Low Phase Noise OCXO*, O-40-ULPN-100M, KVG.
- [21] *Extraordinary Low Phase Noise OCXO Reference Module*, O-ESQXXYY-E-F-X 100/10 MHz, NEL Frequency Controls, Inc.
- [22] *Extraordinary Low Phase Noise OCXO Reference Module*, O-ESQ-XXXYY-EX-A-X-500 MHz, NEL Frequency Controls, Inc.
- [23] *Ultra Low Noise Synthesizer*, LNS-18, Noise XT.

-
- [24] Munkyo SEO et al., « A 300 GHz PLL in an InP HBT technology », in : *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest* (2011), ISSN : 0149645X, DOI : [10.1109/MWSYM.2011.5972924](https://doi.org/10.1109/MWSYM.2011.5972924).
- [25] Alexander BARANNIK et al., « Whispering gallery mode resonators in microwave physics and technologies », in : *International Journal of Microwave and Wireless Technologies* 9.4 (mai 2017), p. 781-796, ISSN : 1759-0787, DOI : [10.1017/S1759078716000787](https://doi.org/10.1017/S1759078716000787).
- [26] D A HOWE et A HATI, *Low-noise X-band Oscillator and Amplifier Technologies : Comparison and Status 1*, rapp. tech., 2005.
- [27] Christophe FLUHR et al., *Reliability and Reproducibility of the Cryogenic Sapphire Oscillator Technology*, 2022, DOI : [10.48550/arXiv.2210.05545](https://doi.org/10.48550/arXiv.2210.05545), arXiv : [2210.05545](https://arxiv.org/abs/2210.05545) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/2210.05545)].
- [28] Eugene N. IVANOV et Michael E. TOBAR, « Low phase-noise sapphire crystal microwave oscillators : Current status », in : *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 56 (2 2009), p. 263-269, ISSN : 08853010, DOI : [10.1109/TUFFC.2009.1035](https://doi.org/10.1109/TUFFC.2009.1035).
- [29] V. GIORDANO et al., « Cryogenic sapphire microwave oscillators for space, metrology and scientific applications », in : *2011 30th URSI General Assembly and Scientific Symposium, URSIGASS 2011*, 2011, ISBN : 9781424451173, DOI : [10.1109/URSIGASS.2011.6050311](https://doi.org/10.1109/URSIGASS.2011.6050311).
- [30] N V NARDELLI, T M FORTIER et M POMPONIO, « 10 GHz generation with ultralow phase noise via the transfer oscillator technique », in : *APL Photonics* 7 (2022), p. 26105, DOI : [10.1063/5.0073843](https://doi.org/10.1063/5.0073843).
- [31] Erwan LUCAS et al., « Ultralow-noise photonic microwave synthesis using a soliton microcomb-based transfer oscillator », in : *Nature Communications* 11 (1 déc. 2020), ISSN : 20411723, DOI : [10.1038/S41467-019-14059-4](https://doi.org/10.1038/S41467-019-14059-4).
- [32] Eric A. KITTLAUS et al., « A low-noise photonic heterodyne synthesizer and its application to millimeter-wave radar », in : *Nature Communications* 12 (1 déc. 2021), ISSN : 20411723, DOI : [10.1038/S41467-021-24637-0](https://doi.org/10.1038/S41467-021-24637-0).
- [33] A. NEYER et E. VOGES, « High-frequency electro-optic oscillator using an integrated interferometer », in : *Applied Physics Letters* 40.1 (1982), p. 6-8, DOI : [10.1063/1.92929](https://doi.org/10.1063/1.92929).

-
- [34] Andreas NEYER et Edgar VOGES, « Dynamics of Electrooptic Bistable Devices with Delayed Feedback », in : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 18.12 (1982), p. 2009-2015, ISSN : 15581713, DOI : [10.1109/JQE.1982.1071487](https://doi.org/10.1109/JQE.1982.1071487).
- [35] Yanne K. CHEMBO et al., « Optoelectronic oscillators with time-delayed feedback », in : *Reviews of Modern Physics* 91.3 (2019), p. 35006, ISSN : 15390756, DOI : [10.1103/RevModPhys.91.035006](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.91.035006).
- [36] Danny ELIYAHU, David SEIDEL et Lute MALEKI, « Phase noise of a high performance OEO and an ultra low noise floor cross-correlation microwave photonic homodyne system », in : *2008 IEEE International Frequency Control Symposium*, 2008, p. 811-814, DOI : [10.1109/FREQ.2008.4623111](https://doi.org/10.1109/FREQ.2008.4623111).
- [37] Yanne K. CHEMBO, « Laser-based optoelectronic generation of narrowband microwave chaos for radars and radio-communication scrambling », in : *Optics Letters* 42.17 (2017), p. 3431, ISSN : 0146-9592, DOI : [10.1364/ol.42.003431](https://doi.org/10.1364/ol.42.003431).
- [38] Dia GHOSH et al., « Generation & control of chaos in a single loop optoelectronic oscillator », in : *Optik* 165 (2018), p. 275-287, ISSN : 00304026, DOI : [10.1016/j.ijleo.2018.02.010](https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2018.02.010).
- [39] Steven H. STROGATZ, *Nonlinear Dynamics And Chaos*, 2018, ISBN : 9780813349107.
- [40] Jimmi H.Talla MBE et al., « Dynamics of Wideband Time-Delayed Optoelectronic Oscillators with Nonlinear Filters », in : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 55.4 (2019), ISSN : 00189197, DOI : [10.1109/JQE.2019.2920694](https://doi.org/10.1109/JQE.2019.2920694).
- [41] Jimmi H.Talla MBÉ, Paul WOAFO et Yanne K. CHEMBO, « A normal form method for the determination of oscillations characteristics near the primary Hopf bifurcation in bandpass optoelectronic oscillators : Theory and experiment », in : *Chaos* 29.3 (2019), ISSN : 10541500, DOI : [10.1063/1.5064679](https://doi.org/10.1063/1.5064679).
- [42] Jérémy ODEN et al., « Multi-Gbit/s optical phase chaos communications using a time-delayed optoelectronic oscillator with a three-wave interferometer nonlinearity », in : *Chaos* 27.11 (2017), ISSN : 10541500, DOI : [10.1063/1.5007867](https://doi.org/10.1063/1.5007867).
- [43] Apostolos ARGYRIS et al., « Chaos-based communications at high bit rates using commercial fibre-optic links », in : *Nature* 438.7066 (2005), p. 343-346, ISSN : 14764687, DOI : [10.1038/nature04275](https://doi.org/10.1038/nature04275).

-
- [44] Lionel WEICKER et al., « Strongly asymmetric square waves in a time-delayed system », in : *Physical review. E, Statistical, nonlinear, and soft matter physics* 86 (2012), p. 055201, DOI : [10.1103/PhysRevE.86.055201](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.86.055201).
- [45] Md Shariful ISLAM et al., « Doublet structure in the optical spectrum of a semiconductor laser with optoelectronic feedback in a square-wave regime », in : *Applied Physics Letters* 121.26 (2022), ISSN : 00036951, DOI : [10.1063/5.0127719](https://doi.org/10.1063/5.0127719).
- [46] Zengting GE et al., « Broadband random optoelectronic oscillator », in : *Nature Communications* 11.1 (2020), p. 1-8, ISSN : 20411723, DOI : [10.1038/s41467-020-19596-x](https://doi.org/10.1038/s41467-020-19596-x).
- [47] G. K.M. HASANUZZAMAN, Stavros IEZEKIEL et Atsushi KANNO, « W-Band Optoelectronic Oscillator », in : *IEEE Photonics Technology Letters* 32.13 (2020), p. 771-774, ISSN : 19410174, DOI : [10.1109/LPT.2020.2996277](https://doi.org/10.1109/LPT.2020.2996277).
- [48] Danny ELIYAHU, David SEIDEL et Lute MALEKI, « RF amplitude and phase-noise reduction of an optical link and an opto-electronic oscillator », in : *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 56.2 (2008), p. 449-456, ISSN : 00189480, DOI : [10.1109/TMTT.2007.914640](https://doi.org/10.1109/TMTT.2007.914640).
- [49] Danny ELIYAHU, David SEIDEL et Lute MALEKI, « Phase noise of a high performance OEO and an ultra low noise floor cross-correlation microwave photonic homodyne system », in : *2008 IEEE International Frequency Control Symposium, FCS* (2008), p. 811-814, DOI : [10.1109/FREQ.2008.4623111](https://doi.org/10.1109/FREQ.2008.4623111).
- [50] Oriane LELIEVRE et al., « A model for designing ultralow noise single- and dual-loop 10-GHz optoelectronic oscillators », in : *Journal of Lightwave Technology* 35.20 (2017), p. 4366-4374, ISSN : 07338724, DOI : [10.1109/JLT.2017.2729018](https://doi.org/10.1109/JLT.2017.2729018).
- [51] X. Steve YAO et al., « Dual-loop opto-electronic oscillator », in : *Proceedings of the Annual IEEE International Frequency Control Symposium* (1998), p. 545-549, ISSN : 01616404, DOI : [10.1109/FREQ.1998.717952](https://doi.org/10.1109/FREQ.1998.717952).
- [52] D. ELIYAHU et L. MALEKI, « Low phase noise and spurious level in multi-loop opto-electronic oscillators », in : *IEEE International Frequency Control Symposium and PDA Exhibition Jointly with the 17th European Frequency and Time Forum, 2003. Proceedings of the 2003*, IEEE, 2003.

-
- [53] G. K. M. HASANUZZAMAN, Stavros IEZEKIEL et Atsushi KANNO, « 94.5 GHz Dual-loop Optoelectronic Oscillator », in : *2023 International Conference on Electrical, Computer and Communication Engineering (ECCE)*, IEEE, 2023, p. 1-4, DOI : [10.1109/ECCE57851.2023.10101595](https://doi.org/10.1109/ECCE57851.2023.10101595).
- [54] X. Steve YAO, Larry DAVIS et Lute MALEKI, « Coupled optoelectronic oscillators for generating both RF signal and optical pulses », in : *Journal of Lightwave Technology* 18.1 (2000), p. 73-78, ISSN : 07338724, DOI : [10.1109/50.818909](https://doi.org/10.1109/50.818909).
- [55] O. LELIÈVRE et al., « Experimental design of a low phase noise coupled optoelectronic oscillator at 10 GHz », in : *2017 International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP)*, 2017, p. 1-4, DOI : [10.1109/MWP.2017.8168712](https://doi.org/10.1109/MWP.2017.8168712).
- [56] Alexis BOUGAUD, « Modélisation et optimisation d'un oscillateur optoélectronique couplé pour la synthèse de fréquence micro-onde », thèse de doct., Paul Sabatier, jan. 2023.
- [57] X. S. YAO et al., « Semiconductor laser-based optoelectronics oscillators », in : *Semiconductor Lasers III*, sous la dir. de Qiming WANG, Lawrence J. DAVIS et Siamak FOROUHAR, t. 3547, SPIE, 1998, p. 262, DOI : [10.1117/12.319644](https://doi.org/10.1117/12.319644).
- [58] Ertan SALIK, Nan YU et Lute MALEKI, « An ultralow phase noise coupled optoelectronic oscillator », in : *IEEE Photonics Technology Letters* 19.6 (2007), p. 444-446, ISSN : 10411135, DOI : [10.1109/LPT.2007.892907](https://doi.org/10.1109/LPT.2007.892907).
- [59] Jérémy MAXIN, « Oscillateurs optoélectroniques largement accordables et faible bruit pour les applications radar », 2009, p. 17-34.
- [60] Tengfei HAO et al., « Perspectives on optoelectronic oscillators », in : *APL Photonics* 8.2 (2023), ISSN : 23780967, DOI : [10.1063/5.0134289](https://doi.org/10.1063/5.0134289).
- [61] Oriane LELIEVRE, « Oscillateurs optoélectroniques pour la génération de signaux microondes à grande pureté spectrale », thèse de doct., Université Paris-Saclay (ComUE), 2018.
- [62] S. Y. SIEW et al., « Review of Silicon Photonics Technology and Platform Development », in : *Journal of Lightwave Technology* 39 (13 juill. 2021), p. 4374-4389, ISSN : 15582213, DOI : [10.1109/JLT.2021.3066203](https://doi.org/10.1109/JLT.2021.3066203).
- [63] Jian TANG et al., « Integrated optoelectronic oscillator », in : *Opt. Express* 26.9 (2018), p. 12257-12265, DOI : [10.1364/OE.26.012257](https://doi.org/10.1364/OE.26.012257).

-
- [64] Lute MALEKI, *Sources : The optoelectronic oscillator*, 2011, DOI : [10.1038/nphoton.2011.293](https://doi.org/10.1038/nphoton.2011.293).
- [65] Cary GUNN et al., « A Low Phase Noise 10GHz Optoelectronic RF Oscillator Implemented Using CMOS Photonics », in : *2007 IEEE International Solid-State Circuits Conference. Digest of Technical Papers*, 2007, p. 570-622, DOI : [10.1109/ISSCC.2007.373548](https://doi.org/10.1109/ISSCC.2007.373548).
- [66] Siyu ZHAO et Juanjuan YAN, « Low phase noise optoelectronic oscillator based on an electroabsorption modulated laser », in : *Appl. Opt.* 58.16 (juin 2019), p. 4512-4517, DOI : [10.1364/AO.58.004512](https://doi.org/10.1364/AO.58.004512).
- [67] Takahide SAKAMOTO, Tetsuya KAWANISHI et Masayuki IZUTSU, « Optoelectronic oscillator using a LiNbO3 phase modulator for self-oscillating frequency comb generation », in : *Optics Letters* 31.6 (2006), p. 811, ISSN : 0146-9592, DOI : [10.1364/ol.31.000811](https://doi.org/10.1364/ol.31.000811).
- [68] S. Esmail HOSSEINI, Ali BANAI et Franz X. KARTNER, « Low-Drift Optoelectronic Oscillator Based on a Phase Modulator in a Sagnac Loop », in : *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 65.7 (2017), p. 2617-2624, ISSN : 00189480, DOI : [10.1109/TMTT.2016.2640286](https://doi.org/10.1109/TMTT.2016.2640286).
- [69] Géraud Russel GOUNE CHENGUI, Paul WOAFO et Yanne K. CHEMBO, « The Simplest Laser-Based Optoelectronic Oscillator : An Experimental and Theoretical Study », in : *Journal of Lightwave Technology* 34.3 (2016), p. 873-878, ISSN : 07338724, DOI : [10.1109/JLT.2015.2508784](https://doi.org/10.1109/JLT.2015.2508784).
- [70] J. KITCHING et al., « Optoelectronic microwave oscillators using diode lasers », in : *LEOS Summer Topical Meeting*, IEEE, 1997, p. 21-22, DOI : [10.1109/leosst.1997.619201](https://doi.org/10.1109/leosst.1997.619201).
- [71] Hideaki HASEGAWA, Yosuke OIKAWA et Masataka NAKAZAWA, « A 10-GHz optoelectronic oscillator at 850 nm using a single-mode VCSEL and a photonic crystal fiber », in : *IEEE Photonics Technology Letters* 19.19 (2007), p. 1451-1453, ISSN : 10411135, DOI : [10.1109/LPT.2007.903950](https://doi.org/10.1109/LPT.2007.903950).
- [72] Pandelis DIAMANTOPOULOS et al., « 100-GHz Bandwidth Directly-Modulated Lasers and Adaptive Entropy Loading for Energy-Efficient >300-Gbps/ λ IM/DD Systems », in : *Journal of Lightwave Technology* (2020), p. 1-1, DOI : [10.1109/JLT.2020.3021727](https://doi.org/10.1109/JLT.2020.3021727).

-
- [73] Christian Daniel MUÑOZ et al., « Self-starting VCSEL-based optical frequency comb generator », in : *Optics Express* 28.23 (2020), p. 34860, ISSN : 10944087, DOI : [10.1364/oe.400970](https://doi.org/10.1364/oe.400970).
- [74] Baokan QI et al., « Improvement of the phase noise model based on an optoelectronic oscillator using a directly modulated distributed feedback laser », in : *Optics Communications* 488 (juin 2021), p. 126848, ISSN : 00304018, DOI : [10.1016/j.optcom.2021.126848](https://doi.org/10.1016/j.optcom.2021.126848).
- [75] Fang ZOU et al., « Optoelectronic oscillator for 5G wireless networks and beyond », in : 54.42 (2021), p. 423002, ISSN : 13616463, DOI : [10.1088/1361-6463/ac13f2](https://doi.org/10.1088/1361-6463/ac13f2).
- [76] Tengfei HAO et al., « Recent advances in optoelectronic oscillators », in : *Advanced Photonics* 2.04 (2020), p. 1, ISSN : 2577-5421, DOI : [10.1117/1.ap.2.4.044001](https://doi.org/10.1117/1.ap.2.4.044001).
- [77] Anthony E. SIEGMAN, *Lasers*, University Science Books, 1986, ISBN : 0935702113; 9780935702118.
- [78] Eric Tournie ALEXEI BARANOV, *Semiconductor lasers : Fundamentals and applications*, Woodhead Publishing Series in Electronic and Optical Materials, Woodhead Publishing, 2013, ISBN : 0857091212; 9780857091215.
- [79] Ning Hua ZHU et al., « Directly Modulated Semiconductor Lasers », in : *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 24 (1 jan. 2018), ISSN : 21910359, DOI : [10.1109/JSTQE.2017.2720959](https://doi.org/10.1109/JSTQE.2017.2720959).
- [80] C. HENRY, « Theory of the linewidth of semiconductor lasers », en, in : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 18.2 (fév. 1982), p. 259-264, ISSN : 0018-9197, DOI : [10.1109/JQE.1982.1071522](https://doi.org/10.1109/JQE.1982.1071522).
- [81] Thomas ERNEUX, *Laser Dynamics*, t. 148, 2010, p. 148-162, ISBN : 9780521830409.
- [82] S. WIECZOREK et al., « The dynamical complexity of optically injected semiconductor lasers », in : *Physics Reports* 416 (1-2 2005), p. 1-128, ISSN : 03701573, DOI : [10.1016/j.physrep.2005.06.003](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.06.003).
- [83] D DANGOISSE, D HENNEQUIN et V ZEHLÉ-DHAOUI, *Les Lasers : cours et exercices corrigés*, 1998, ISBN : 9782100590513.
- [84] Suguru YAMAOKA et al., « Directly modulated membrane lasers with 108 GHz bandwidth on a high-thermal-conductivity silicon carbide substrate », in : *Nature Photonics* 2020 15 :1 15 (1 oct. 2020), p. 28-35, ISSN : 1749-4893, DOI : [10.1038/s41566-020-00700-y](https://doi.org/10.1038/s41566-020-00700-y).

-
- [85] E. HEMERY, L. CHUSSEAU et J.-M. LOURTIOZ, « Dynamic behaviors of semiconductor lasers under strong sinusoidal current modulation : modeling and experiments at 1.3 μm », in : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 26.4 (1990), p. 633-641, DOI : [10.1109/3.53379](https://doi.org/10.1109/3.53379).
- [86] Govind P. AGRAWAL, « Effect of gain nonlinearities on period doubling and chaos in directly modulated semiconductor lasers », in : *Applied Physics Letters* 49 (16 1986), p. 1013-1015, ISSN : 00036951, DOI : [10.1063/1.97456](https://doi.org/10.1063/1.97456).
- [87] Laurent CHUSSEAU, Eric HEMERY et Jean Michel LOURTIOZ, « Period doubling in directly modulated InGaAsP semiconductor lasers », in : *Applied Physics Letters* 55 (9 1989), p. 822-824, ISSN : 00036951, DOI : [10.1063/1.101770](https://doi.org/10.1063/1.101770).
- [88] Wan Fung NGAI et Hai Feng LIU, « Observation of period doubling, period tripling, and period quadrupling in a directly modulated 1.55 μm InGaAsP distributed feedback laser diode », in : *Applied Physics Letters* 62 (21 mai 1993), p. 2611-2613, ISSN : 0003-6951, DOI : [10.1063/1.109261](https://doi.org/10.1063/1.109261).
- [89] Klaus PETERMANN, *Laser diode modulation and noise*, t. 3, Springer Science & Business Media, 1991.
- [90] Hans WENZEL et al., « Semiconductor laser linewidth theory revisited », in : *Applied Sciences (Switzerland)* 11 (13 2021), p. 1-29, ISSN : 20763417, DOI : [10.3390/app11136004](https://doi.org/10.3390/app11136004).
- [91] Chao-Fu CHUANG et al., « Linewidth enhancement factor in semiconductor lasers subject to various external optical feedback conditions », in : *Optics Express, Vol. 22, Issue 5, pp. 5651-5658* 22 (5 mars 2014), p. 5651-5658, ISSN : 1094-4087, DOI : [10.1364/OE.22.005651](https://doi.org/10.1364/OE.22.005651).
- [92] S. K. HWANG et J. M. LIU, « Dynamical characteristics of an optically injected semiconductor laser », in : *Optics Communications* 183 (1-4 sept. 2000), p. 195-205, ISSN : 0030-4018, DOI : [10.1016/S0030-4018\(00\)00865-8](https://doi.org/10.1016/S0030-4018(00)00865-8).
- [93] Zhixin LIU, Senior MEMBER et Radan SLAVÍK, « Optical Injection Locking : from Principle to Applications », in : *JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY* XX (2020).
- [94] Andrei G. VLADIMIROV et Dmitry TURAEV, « Model for passive mode locking in semiconductor lasers », in : *Phys. Rev. A* 72 (3 sept. 2005), p. 033808, DOI : [10.1103/PhysRevA.72.033808](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.72.033808).

-
- [95] Nikola OPAČAK et al., « Spectrally resolved linewidth enhancement factor of a semiconductor frequency comb », in : *Optica* 8.9 (2021), p. 1227-1230.
- [96] Thomas FORDELL, Simo VALLING et Åsa Marie LINDBERG, « Modulation and the linewidth enhancement factor of a diode-pumped Nd :YVO₄ laser », in : *Opt. Lett. Vol. 30, Issue 22, pp. 3036-3038* 30.22 (nov. 2005), p. 3036-3038, ISSN : 1539-4794, DOI : [10.1364/OL.30.003036](https://doi.org/10.1364/OL.30.003036).
- [97] Sergey MELNIK, Guillaume HUYET et Alexander USKOV, « The linewidth enhancement factor α of quantum dot semiconductor lasers », in : *Optics Express* 14.7 (avr. 2006), p. 2950, ISSN : 10944087, DOI : [10.1364/oe.14.002950](https://doi.org/10.1364/oe.14.002950).
- [98] Thomas FORDELL et Åsa Marie LINDBERG, « Noise correlation, regenerative amplification, and the linewidth enhancement factor of a vertical-cavity surface-emitting laser », in : *IEEE Photonics Technology Letters* 20 (9 mai 2008), p. 667-669, ISSN : 10411135, DOI : [10.1109/LPT.2008.918910](https://doi.org/10.1109/LPT.2008.918910).
- [99] G. LIU, X. JIN et S. L. CHUANG, « Measurement of linewidth enhancement factor of semiconductor lasers using an injection-locking technique », in : *IEEE Photonics Technology Letters* 13 (5 mai 2001), p. 430-432, ISSN : 10411135, DOI : [10.1109/68.920741](https://doi.org/10.1109/68.920741).
- [100] L. JUMPERTZ et al., « Measurements of the linewidth enhancement factor of mid-infrared quantum cascade lasers by different optical feedback techniques », in : *AIP Advances* 6 (1 2016), ISSN : 21583226, DOI : [10.1063/1.4940767](https://doi.org/10.1063/1.4940767).
- [101] Christoph HARDER, Kerry VAHALA et Amnon YARIV, « Measurement of the linewidth enhancement factor α of semiconductor lasers », in : *Applied Physics Letters* 42 (4 1983), p. 328-330, ISSN : 00036951, DOI : [10.1063/1.93921](https://doi.org/10.1063/1.93921).
- [102] Jean-Guy PROVOST et Frederic GRILLOT, « Measuring the Chirp and the Linewidth Enhancement Factor of Optoelectronic Devices with a Mach-Zehnder Interferometer », en, in : *IEEE Photonics Journal* 3.3 (2011), p. 476-488, ISSN : 1943-0655, 1943-0647, DOI : [10.1109/JPHOT.2011.2148194](https://doi.org/10.1109/JPHOT.2011.2148194).
- [103] Fangxin LI, Yongwoo PARK et José AZAÑA, « Complete temporal pulse characterization based on phase reconstruction using optical ultrafast differentiation (PROUD) », en, in : *Optics Letters* 32.22 (nov. 2007), p. 3364, ISSN : 0146-9592, 1539-4794, DOI : [10.1364/OL.32.003364](https://doi.org/10.1364/OL.32.003364).

-
- [104] Michael J. CONNELLY et al., « Dynamic power and chirp measurements of electroabsorption and Mach-Zehnder modulator pulse generators and chirp factor extraction using a linear pulse characterization technique », en, in : *Optics & Laser Technology* 121 (jan. 2020), p. 105783, ISSN : 00303992, DOI : [10.1016/j.optlastec.2019.105783](https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2019.105783).
- [105] Michael J CONNELLY et al., « Dynamic power and chirp measurements of a quantum dash semiconductor optical amplifier amplified picosecond pulses using a linear pulse characterization technique », in : *Optical and Quantum Electronics* 55.1 (2023), p. 1-8.
- [106] Jean DEBEAU, Benoît KOWALSKI et Rémi BOITTIN, « Simple method for the complete characterization of an optical pulse », en, in : *Optics Letters* 23.22 (nov. 1998), p. 1784, ISSN : 0146-9592, 1539-4794, DOI : [10.1364/OL.23.001784](https://doi.org/10.1364/OL.23.001784).
- [107] R.S. TUCKER, « High-speed modulation of semiconductor lasers », en, in : *IEEE Transactions on Electron Devices* 32.12 (déc. 1985), p. 2572-2584, ISSN : 0018-9383, DOI : [10.1109/T-ED.1985.22387](https://doi.org/10.1109/T-ED.1985.22387).
- [108] John TAYLOR, *Introduction to error analysis, the study of uncertainties in physical measurements*, 1997.
- [109] G. GIACOMELLI, M. CALZAVARA et F. T. ARECCHI, « Instabilities in a semiconductor laser with delayed optoelectronic feedback », in : *Optics Communications* 74.1-2 (déc. 1989), p. 97-101, ISSN : 00304018, DOI : [10.1016/0030-4018\(89\)90498-7](https://doi.org/10.1016/0030-4018(89)90498-7).
- [110] « Theory of quasiperiodicity in model of lasers with delayed optoelectronic feedback », in : *Optics Communications* 165.4-6 (juill. 1999), p. 279-292, ISSN : 0030-4018, DOI : [10.1016/S0030-4018\(99\)00236-9](https://doi.org/10.1016/S0030-4018(99)00236-9).
- [111] S. TANG et J. M. LIU, « Chaotic pulsing and quasi-periodic route to chaos in a semiconductor laser with delayed opto-electronic feedback », in : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 37.3 (mars 2001), p. 329-336, ISSN : 00189197, DOI : [10.1109/3.910441](https://doi.org/10.1109/3.910441).
- [112] Géraud R.Goune CHENGUI et al., « Nonlinear dynamics in an optoelectronic feedback delay oscillator with piecewise linear transfer functions from the laser diode and photodiode », in : *Physical Review E* 102.4 (2020), ISSN : 24700053, DOI : [10.1103/PhysRevE.102.042217](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.102.042217).

-
- [113] Md. Shariful ISLAM et al., « Optical square-wave generation in a semiconductor laser with optoelectronic feedback », in : *Optics Letters November* (2021), ISSN : 0146-9592, DOI : [10.1364/ol.444055](https://doi.org/10.1364/ol.444055).
- [114] Hyuk Kee SUNG et al., « Optoelectronic oscillators using direct-modulated semiconductor lasers under strong optical injection », in : *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics* 15.3 (2009), p. 572-577, ISSN : 1077260X, DOI : [10.1109/JSTQE.2008.2010334](https://doi.org/10.1109/JSTQE.2008.2010334).
- [115] Michael J. WISHON et al., « Low-Noise X-Band Tunable Microwave Generator Based on a Semiconductor Laser with Feedback », in : *IEEE Photonics Technology Letters* 30.18 (2018), p. 1597-1600, ISSN : 10411135, DOI : [10.1109/LPT.2018.2859748](https://doi.org/10.1109/LPT.2018.2859748).
- [116] A. THORETTE et al., « Hybrid opto-electronic oscillator for single-sideband microwave photonics », in : *Electronics Letters* 54.11 (mai 2018), p. 706-708, ISSN : 1350-911X, DOI : [10.1049/e1.2018.0867](https://doi.org/10.1049/e1.2018.0867).
- [117] T. E. DARCIÉ, R. S. TUCKER et G. J. SULLIVAN, « Intermodulation And Harmonic Distortion In Ingaasp Lasers », in : *Electronics Letters* 21 (16 1985), p. 665-666, ISSN : 00135194, DOI : [10.1049/e1:19850470](https://doi.org/10.1049/e1:19850470).
- [118] Moustafa AHMED et Ali EL-LAFI, « Large-signal analysis of analog intensity modulation of semiconductor lasers », in : *Optics and Laser Technology* 40 (6 sept. 2008), p. 809-819, ISSN : 00303992, DOI : [10.1016/j.optlastec.2007.12.001](https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2007.12.001).
- [119] Stefania RÖMISCH et al., « Performance evaluation of an optoelectronic oscillator », in : *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 47.5 (sept. 2000), p. 1159-1165, ISSN : 08853010, DOI : [10.1109/58.869060](https://doi.org/10.1109/58.869060).
- [120] Enrico RUBIOLA et Rémi BRENDEL, *A generalization of the Leeson effect*, 2010, ISBN : 9780521886772, arXiv : [1004.5539v1](https://arxiv.org/abs/1004.5539v1), URL : <http://rubiola.org>.
- [121] Z. ABDALLAH et al., « Photodiode nonlinear modeling and its impact on optical links phase noise », in : *2014 European Frequency and Time Forum (EFTF)*, 2014, p. 48-51, DOI : [10.1109/EFTF.2014.7331423](https://doi.org/10.1109/EFTF.2014.7331423).
- [122] Kirill VOLYANSKIY et al., « Contribution of laser frequency and power fluctuations to the microwave phase noise of optoelectronic oscillators », in : *Journal of Lightwave Technology* 28.18 (2010), p. 2730-2735, ISSN : 07338724, DOI : [10.1109/JLT.2010.2064230](https://doi.org/10.1109/JLT.2010.2064230).

-
- [123] Li Xian WANG et al., « Experimental optimization of phase noise performance of optoelectronic oscillator based on directly modulated laser », in : *Chinese Science Bulletin* 57 (31 oct. 2012), p. 4087-4090, ISSN : 10016538, DOI : [10.1007/S11434-012-5427-1](https://doi.org/10.1007/S11434-012-5427-1).
- [124] James P. CAHILL et al., « Suppression of Rayleigh-scattering-induced noise in OEOs », in : *Optics Express*, Vol. 21, Issue 19, pp. 22255-22262 21.19 (2013), p. 22255-22262, ISSN : 1094-4087, DOI : [10.1364/OE.21.022255](https://doi.org/10.1364/OE.21.022255).
- [125] Andrew DOCHERTY et al., « Stimulated Rayleigh scattering and amplitude-to-phase conversion as a source of length-dependent phase noise in OEOs », in : *2012 IEEE International Frequency Control Symposium, IFCS 2012, Proceedings*, 2012, p. 543-547, ISBN : 9781457718199, DOI : [10.1109/FCS.2012.6243594](https://doi.org/10.1109/FCS.2012.6243594).
- [126] Govind AGRAWAL, *Nonlinear Fiber Optics*, 2012, ISBN : 9780123970237, DOI : [10.1016/C2011-0-00045-5](https://doi.org/10.1016/C2011-0-00045-5).
- [127] O. OKUSAGA et al., « Optical scattering induced noise in RF-photonics systems », in : *2011 Joint Conference of the IEEE International Frequency Control and the European Frequency and Time Forum (FCS) Proceedings*, 2011, p. 1-6, DOI : [10.1109/FCS.2011.5977754](https://doi.org/10.1109/FCS.2011.5977754).
- [128] H. YERRANNA, Krishna S. KUMAR et Samrat L. SABAT, « Phase Noise Modeling and Experimental Demonstration of Single and Dual-Loop Direct Modulation Optoelectronic Oscillator », in : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 58 (6 déc. 2022), ISSN : 15581713, DOI : [10.1109/JQE.2022.3216898](https://doi.org/10.1109/JQE.2022.3216898).
- [129] Moustafa AHMED, « Spectral lineshape and noise of semiconductor lasers under analog intensity modulation », in : *Journal of Physics D : Applied Physics* 41 (17 août 2008), p. 175104, ISSN : 0022-3727, DOI : [10.1088/0022-3727/41/17/175104](https://doi.org/10.1088/0022-3727/41/17/175104).
- [130] Duy Ha PHUNG et al., « Phase measurement of a microwave optical modulation : Characterisation and reduction of amplitude-to-phase conversion in 1.5 μm high bandwidth photodiodes », in : *Journal of Lightwave Technology* 32.20 (oct. 2014), p. 3759-3767, ISSN : 07338724, DOI : [10.1109/JLT.2014.2312457](https://doi.org/10.1109/JLT.2014.2312457).
- [131] Teyssieux DAMIEN et al., « Phase noise mitigation of the microwave-to-photonics conversion process using feedback on the laser current », in : *Journal of the Optical Society* 39.11 (2022), p. 3108, ISSN : 0740-3224, DOI : [10.1364/JOSAB.475377](https://doi.org/10.1364/JOSAB.475377).

-
- [132] Jérémy MAXIN, « Oscillateurs optoélectroniques largement accordables et faible bruit pour les applications radar », in : *Revue Teledetection* 8.1 (2009), p. 17-34.
- [133] Mehmet Alp ILGAZ et Bostjan BATAGELJ, « Opto-electronic oscillators for micro- and millimeter wave signal generation », in : *Electronics (Switzerland)* 10 (7 avr. 2021), ISSN : 20799292, DOI : [10.3390/ELECTRONICS10070857](https://doi.org/10.3390/ELECTRONICS10070857).
- [134] Guillaume DANGOISSE et al., « Analysis of the phase noise contributions in optoelectronic oscillator with optical gain », in : *2022 IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics, MWP 2022 - Proceedings* (2022), DOI : [10.1109/MWP54208.2022.9997723](https://doi.org/10.1109/MWP54208.2022.9997723).
- [135] Christian Daniel MUÑOZ et al., « Phase noise modeling and characterization of a self-started VCSEL-based harmonic frequency generator (SVHFG) », in : *Optics and Laser Technology* 143 (November 2020 2021), ISSN : 00303992, DOI : [10.1016/j.optlastec.2021.107176](https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2021.107176).
- [136] Weijie XU et al., « Frequency-tripling OEO based on frequency multiplication in saturated electronic amplifier », in : *Optik* 194 (oct. 2019), ISSN : 00304026, DOI : [10.1016/j.ijleo.2019.163089](https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2019.163089).
- [137] Wenwu ZHU et al., « The Thermal Phase Sensitivity of Both Coated and Uncoated Standard and Hollow Core Fibers down to Cryogenic Temperatures », in : *Journal of Lightwave Technology* 38.8 (avr. 2020), p. 2477-2484, ISSN : 15582213, DOI : [10.1109/JLT.2019.2960437](https://doi.org/10.1109/JLT.2019.2960437).
- [138] Zuowei YIN et al., « Fiber ring laser sensor for temperature measurement », in : *Journal of Lightwave Technology* 28.23 (2010), p. 3403-3408, ISSN : 07338724, DOI : [10.1109/JLT.2010.2086046](https://doi.org/10.1109/JLT.2010.2086046).
- [139] M. KABA et al., *Improving thermal stability of opto-electronic oscillators*, août 2006, DOI : [10.1109/MMW.2006.1663988](https://doi.org/10.1109/MMW.2006.1663988).
- [140] U. S. MUTUGALA et al., « Optoelectronic oscillator incorporating hollow-core photonic bandgap fiber », in : *Optics Letters* 42.13 (juill. 2017), p. 2647, ISSN : 0146-9592, DOI : [10.1364/ol.42.002647](https://doi.org/10.1364/ol.42.002647).
- [141] D. ELIYAHU et al., « Improving short and long term frequency stability of the optoelectronic oscillator », in : *Proceedings of the Annual IEEE International Frequency Control Symposium* (2002), p. 580-583, ISSN : 01616404, DOI : [10.1109/FREQ.2002.1075948](https://doi.org/10.1109/FREQ.2002.1075948).

-
- [142] Anni LIU, Jian DAI et Kun XU, « Stable and Low-Spurs Optoelectronic Oscillators : A Review », in : *Applied Sciences* 8.12 (déc. 2018), p. 2623, ISSN : 2076-3417, DOI : [10.3390/app8122623](https://doi.org/10.3390/app8122623).
- [143] Xingyuan XU et al., « Broadband and wide-range feedback tuning scheme for phase-locked loop stabilization of tunable optoelectronic oscillators », in : *Optics Letters* 40.24 (déc. 2015), p. 5858, ISSN : 0146-9592, DOI : [10.1364/ol.40.005858](https://doi.org/10.1364/ol.40.005858).
- [144] Shiwei ZHANG, Hao CHEN et Hongyan FU, « Fiber-optic temperature sensor using an optoelectronic oscillator », in : *ICOON 2015 - 14th International Conference on Optical Communications and Networks, Proceedings* (août 2015), DOI : [10.1109/ICOON.2015.7203671](https://doi.org/10.1109/ICOON.2015.7203671).
- [145] M. HOROWITZ et al., « Theoretical and experimental study of single and dual-loop optoelectronic oscillators », in : *2009 IEEE International Conference on Microwaves, Communications, Antennas and Electronics Systems, COMCAS 2009* (2009), DOI : [10.1109/COMCAS.2009.5386024](https://doi.org/10.1109/COMCAS.2009.5386024).
- [146] Jun Hyung CHO, Hyungtak KIM et Hyuk Kee SUNG, « Simple dual-loop optoelectronic oscillator with a low spurious level », in : *Journal of the Korean Physical Society* 63 (9 nov. 2013), p. 1736-1739, ISSN : 03744884, DOI : [10.3938/JKPS.63.1736/METRICS](https://doi.org/10.3938/JKPS.63.1736/METRICS).
- [147] Nabin K. RAUT, Jeffery MILLER et Jay SHARPING, « Progress in Optoelectronic Oscillators », in : *Journal of Institute of Science and Technology* 24 (1 juin 2019), p. 26-33, DOI : [10.3126/JIST.V24I1.24625](https://doi.org/10.3126/JIST.V24I1.24625).
- [148] Bálint HORVÁTH, Tibor BERCELI et Tamás BÁNKY, « Optimum configuration of multiloop optoelectronic oscillators », in : *JOSA B, Vol. 23, Issue 7, pp. 1371-1380* 23 (7 juill. 2006), p. 1371-1380, ISSN : 1520-8540, DOI : [10.1364/JOSAB.23.001371](https://doi.org/10.1364/JOSAB.23.001371).
- [149] Jun Hyung CHO et al., « Theoretical Performance Evaluation of Spurious- Tone Suppression of a Multi-Loop Optoelectronic Oscillator Based on Closed-Loop Response Analysis », in : *Journal of Electromagnetic Engineering and Science* 22 (3 mai 2022), p. 395-397, ISSN : 2671-7255, DOI : [10.26866/JEES.2022.3.L.7](https://doi.org/10.26866/JEES.2022.3.L.7).
- [150] Jun Hyung CHO, Hyo Sang JEONG et Hyuk Kee SUNG, « Spurious Tone Reduction and Signal Stabilization of Optoelectronic Oscillators by Low-Frequency RF Signal Modulation », in : *Photonics 2022, Vol. 9, Page 339* 9 (5 mai 2022), p. 339, ISSN : 2304-6732, DOI : [10.3390/PHOTONICS9050339](https://doi.org/10.3390/PHOTONICS9050339).

-
- [151] Daryl T. SPENCER et al., « A low phase noise dual loop optoelectronic oscillator as a voltage controlled oscillator with phase locked loop », in : Institute of Electrical et Electronics Engineers Inc., déc. 2014, p. 412-413, ISBN : 9781457715044, DOI : [10.1109/IPCon.2014.6995423](https://doi.org/10.1109/IPCon.2014.6995423).
- [152] Sylvain BOUST et al., « Microcomb Source Based on InP DFB / Si3N4 Microring Butt-Coupling », in : *Journal of Lightwave Technology* 38 (19 oct. 2020), p. 5517-5525, ISSN : 15582213, DOI : [10.1109/JLT.2020.3002272](https://doi.org/10.1109/JLT.2020.3002272).
- [153] Bahaa E A SALEH et Malvin Carl TEICH, *Fundamentals of photonics; 2nd ed.* Wiley series in pure and applied optics, New York, NY : Wiley, 2007.
- [154] Donna STRICKLAND et Gerard MOUROU, « Compression of amplified chirped optical pulses », in : *Optics Communications* 56 (3 déc. 1985), p. 219-221, ISSN : 0030-4018, DOI : [10.1016/0030-4018\(85\)90120-8](https://doi.org/10.1016/0030-4018(85)90120-8).
- [155] Govind P. AGRAWAL, *Fiber-Optic Communication Systems*, Wiley, oct. 2010, ISBN : 9780470505113, DOI : [10.1002/9780470918524](https://doi.org/10.1002/9780470918524).
- [156] Andrew M. WEINER, *Ultrafast Optics*, Wiley, juin 2009, p. 1-580, ISBN : 9780471415398, DOI : [10.1002/9780470473467](https://doi.org/10.1002/9780470473467).
- [157] H. HU et al., « 10 GHz Pulse Source for 640 Gbit/s OTDM based on LiNbO3 modulators and self-phase modulation », in : t. 19, Optica Publishing Group, déc. 2011, B343-B349, ISBN : 9781557529312, DOI : [10.1364/oe.19.00b343](https://doi.org/10.1364/oe.19.00b343).
- [158] T. KOBAYASHI et al., « Optical Pulse Compression Using High-Frequency Electrooptic Phase Modulation », in : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 24 (2 1988), p. 382-387, ISSN : 15581713, DOI : [10.1109/3.135](https://doi.org/10.1109/3.135).
- [159] D M PATACA et al., « Gain-Switched DFB Lasers », in : *Journal of Microwaves and Optoelectronics* 1 (1 1997).
- [160] Atsushi TAKADA, Toshihiko SUGIE et Masatoshi SARUWATARI, « High-Speed Picosecond Optical Pulse Compression from Gain-Switched 1.3- μ m Distributed Feedback-Laser Diode (DFB-LD) through Highly Dispersive Single-Mode Fiber », in : *Journal of Lightwave Technology* 5 (10 1987), p. 1525-1533, ISSN : 15582213, DOI : [10.1109/JLT.1987.1075418](https://doi.org/10.1109/JLT.1987.1075418).
- [161] J.-M LOURTIOZ, Laurent CHUSSEAU et N STELMAKH, « Picosecond and sub-picosecond pulse generation in semiconductor lasers », in : *Journal de Physique III* 2 (9 1992), p. 1673-1690, DOI : [10.1051/jp3:1992204](https://doi.org/10.1051/jp3:1992204).

-
- [162] Robert W. BOYD, Alexander L. GAETA et Enno GIESE, *Nonlinear Optics*, Springer Science et Business Media Deutschland GmbH, 2023, p. 1097-1110, DOI : [10.1007/978-3-030-73893-8_76](https://doi.org/10.1007/978-3-030-73893-8_76).
- [163] J. FATOME et al., « All-fiber spectral compression of picosecond pulses at telecommunication wavelength enhanced by amplitude shaping », in : *Applied Optics* 51 (19 juill. 2012), p. 4547-4553, ISSN : 15394522, DOI : [10.1364/AO.51.004547](https://doi.org/10.1364/AO.51.004547).
- [164] Vishal JAIN et Richa BHATIA, « Review on nonlinearity effect in radio over fiber system and its mitigation », in : *Journal of Optical Communications* (juin 2021), ISSN : 01734911, DOI : [10.1515/JOC-2021-0044/MACHINEREADABLECITATION/RIS](https://doi.org/10.1515/JOC-2021-0044/MACHINEREADABLECITATION/RIS).
- [165] Christian LAFFORGUE et al., « Supercontinuum generation in silicon photonics platforms », in : *Photonics Research* 10.3 (2022), A43, ISSN : 23279125, DOI : [10.1364/prj.445304](https://doi.org/10.1364/prj.445304).
- [166] Sierra GARZO et Mas MENDOZA, *Simulation for fiber optics pulse propagation through a numerical solution of the Nonlinear Schrödinger Equation*, rapp. tech.
- [167] José Stênio DE NEGREIROS JÚNIOR et al., « Ultrashort pulses propagation through different approaches of the Split-Step Fourier method », in : *Journal of Mechatronics Engineering* 1.3 (2018), p. 2-11, DOI : [10.21439/jme.v1i3.20](https://doi.org/10.21439/jme.v1i3.20).
- [168] Johan HULT, « A fourth-order Runge-Kutta in the interaction picture method for simulating supercontinuum generation in optical fibers », in : *Journal of Lightwave Technology* 25 (12 2007), p. 3770-3775, ISSN : 07338724, DOI : [10.1109/JLT.2007.909373](https://doi.org/10.1109/JLT.2007.909373).
- [169] Sinquin BRIAN, *FiberNlse.jl*, 2022, DOI : [10.5281/zenodo.6331654](https://doi.org/10.5281/zenodo.6331654).
- [170] Alexey TIKAN et al., *Local Emergence of Peregrine Solitons : Experiments and Theory*, fév. 2021, DOI : [10.3389/fphy.2020.599435](https://doi.org/10.3389/fphy.2020.599435).
- [171] B. KIBLER et al., « The Peregrine soliton in nonlinear fibre optics », in : *Nature Physics* 6 (10 2010), p. 790-795, ISSN : 17452481, DOI : [10.1038/nphys1740](https://doi.org/10.1038/nphys1740).
- [172] Mario F. S. FERREIRA, « Waves Called Solitons », in : *Solitons in Optical Fiber Systems*, Wiley, juin 2022, p. 9-18, DOI : [10.1002/9781119506669.ch2](https://doi.org/10.1002/9781119506669.ch2).
- [173] James P. Gordon LINN F. MOLLENAUER, *Solitons in Optical Fibers : Fundamentals and Applications*, 1^{re} éd., Academic Press, 2006, ISBN : 012504190X ; 9780125041904 ; 9780080454139 ; 0080454135.

-
- [174] Marc HANNA et al., « Optical pulse generation using soliton-assisted time-lens compression », in : *Optics Express* 13 (5 mars 2005), p. 1743, ISSN : 10944087, DOI : [10.1364/opex.13.001743](https://doi.org/10.1364/opex.13.001743).
- [175] Yanne Kouomou CHEMBO et al., « Generation of Ultralow Jitter Optical Pulses Using Optoelectronic Oscillators With Time-Lens Soliton-Assisted Compression », in : *Journal of Lightwave Technology* 27 (22 2009), p. 5160-5167, ISSN : 15582213, DOI : [10.1109/JLT.2009.2028033](https://doi.org/10.1109/JLT.2009.2028033).
- [176] Yang XINGYU et Yang GUANGQIANG, « Effects of the initial chirp and fibre loss on the soliton mechanism of picosecond pulse compression in optical fibres », in : *Quantum Electronics* 31.8 (août 2001), p. 723-726, ISSN : 1063-7818, DOI : [10.1070/QE2001v031n08ABEH002034](https://doi.org/10.1070/QE2001v031n08ABEH002034).
- [177] Dipak CHOWDHURY, Michael SAUER et Andrey KOPYAKOV, « Stimulated Brillouin scattering in optical fibers », in : *Advances in Optics and Photonics, Vol. 2, Issue 1, pp. 1-59* 2 (1 mars 2010), p. 1-59, ISSN : 1943-8206, DOI : [10.1364/AOP.2.000001](https://doi.org/10.1364/AOP.2.000001).
- [178] Gregory L. KEATON et al., « Stimulated Brillouin scattering of pulses in optical fibers », in : *Opt. Express* 22.11 (2014), p. 13351-13365, DOI : [10.1364/OE.22.013351](https://doi.org/10.1364/OE.22.013351).
- [179] Wei CHEN et Zhou MENG, « Intensity and phase noise caused by stimulated Brillouin scattering », in : *21st International Conference on Optical Fiber Sensors* 7753 (mai 2011), 77532G, ISSN : 0277786X, DOI : [10.1117/12.885377](https://doi.org/10.1117/12.885377).
- [180] Anastasiia SHEVELEVA et al., « Temporal optical beselson waves for high-repetition rate picosecond sources », in : *JPhys Photonics* 3.2 (avr. 2021), p. 25001, ISSN : 25157647, DOI : [10.1088/2515-7647/abdd80](https://doi.org/10.1088/2515-7647/abdd80).
- [181] George C. VALLEY, « Photonic analog-to-digital converters », in : *Optics Express, Vol. 15, Issue 5, pp. 1955-1982* 15 (5 mars 2007), p. 1955-1982, ISSN : 1094-4087, DOI : [10.1364/OE.15.001955](https://doi.org/10.1364/OE.15.001955).
- [182] Anatol KHILO et al., « Photonic ADC : overcoming the bottleneck of electronic jitter », in : *Optics Express, Vol. 20, Issue 4, pp. 4454-4469* 20 (4 fév. 2012), p. 4454-4469, ISSN : 1094-4087, DOI : [10.1364/OE.20.004454](https://doi.org/10.1364/OE.20.004454).
- [183] Govind P. AGRAWAL, *Fiber-Optic Communication Systems*, 3^e éd., Wiley-Interscience, 2002, ISBN : 0471215716 ; 9780471215714.

-
- [184] Hiro SUZUKI et al., « 12.5-GHz spaced 1.28-Tb/s (512-channel \times 2.5 Gb/s) super-dense WDM transmission over 320-km SMF using multiwavelength generation technique », in : *IEEE Photonics Technology Letters* 14 (3 mars 2002), p. 405-407, ISSN : 10411135, DOI : [10.1109/68.986828](https://doi.org/10.1109/68.986828).
- [185] P M ANANDARAJAH et al., « Generation of Coherent Multicarrier Signals by Gain Switching of Discrete Mode Lasers », in : *IEEE Photonics Journal* 3.1 (fév. 2011), p. 112-122, ISSN : 1943-0655, DOI : [10.1109/JPHOT.2011.2105861](https://doi.org/10.1109/JPHOT.2011.2105861).
- [186] Brian SINQUIN et al., « Low Phase Noise Direct-Modulation Optoelectronic Oscillator », in : *Journal of Lightwave Technology* 39.24 (2021), p. 7788-7793, DOI : [10.1109/JLT.2021.3111703](https://doi.org/10.1109/JLT.2021.3111703).
- [187] AA SAVCHENKOV et al., « Whispering-gallery mode based opto-electronic oscillators », in : *2010 IEEE International Frequency Control Symposium*, IEEE, 2010, p. 554-557.
- [188] Pierre Henri MERRER et al., « Characterization technique of optical whispering gallery mode resonators in the microwave frequency domain for optoelectronic oscillators », in : *Appl. Opt. Vol. 51, Issue 20, pp. 4742-4748* 51.20 (juill. 2012), p. 4742-4748, ISSN : 2155-3165, DOI : [10.1364/AO.51.004742](https://doi.org/10.1364/AO.51.004742).
- [189] Tian CUI et al., « Tunable optoelectronic oscillator based on a high-Q microring resonator », in : *Optics Communications* 536 (2023), p. 129299.
- [190] Brian SINQUIN et Marco ROMANELLI, « Determination of the linewidth enhancement factor of semiconductor lasers by complete optical field reconstruction », in : *Opt. Lett.* 48.4 (fév. 2023), p. 863-866, DOI : [10.1364/OL.483776](https://doi.org/10.1364/OL.483776).
- [191] George J. MESLENER, « Chromatic Dispersion Induced Distortion of Modulated Monochromatic Light Employing Direct Detection », in : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 20.10 (1984), p. 1208-1216, ISSN : 15581713, DOI : [10.1109/JQE.1984.1072286](https://doi.org/10.1109/JQE.1984.1072286).
- [192] Aliou LY et al., « Chromatic Dispersion measurement of short optical fibers by sinusoidal phase modulation of a monochromatic light », in : *MWP 2018 - 2018 International Topical Meeting on Microwave Photonics*, Institute of Electrical et Electronics Engineers Inc., nov. 2018, ISBN : 9781538652268, DOI : [10.1109/MWP.2018.8552840](https://doi.org/10.1109/MWP.2018.8552840).

-
- [193] Y. SOREL et J. F. KERDILES, « Simple Measurement of Fiber Dispersion and of Chirp Parameter of Intensity Modulated Light Emitter », in : *Journal of Lightwave Technology* 11.12 (1993), p. 1937-1940, ISSN : 15582213, DOI : [10.1109/50.257953](https://doi.org/10.1109/50.257953).
- [194] François FOUQUET, *Noise in Radio-Frequency Electronics and Its Measurement*, John Wiley & Sons, Incorporated, 2020, ISBN : 9781119706694 ; 1119706696.
- [195] Ursula KELLER, *Ultrafast Lasers*, Graduate Texts in Physics, Cham : Springer International Publishing, 2021, ISBN : 978-3-030-82531-7, DOI : [10.1007/978-3-030-82532-4](https://doi.org/10.1007/978-3-030-82532-4).

PUBLICATIONS ET DIFFUSION SCIENTIFIQUE

Les articles et communications scientifiques suivantes ont été réalisés durant ces années de thèse.

Articles revus par les pairs

- Brian SINKUIN et al., « Low Phase Noise Direct-Modulation Optoelectronic Oscillator », in : *Journal of Lightwave Technology* 39.24 (2021), p. 7788-7793, DOI : [10.1109/JLT.2021.3111703](https://doi.org/10.1109/JLT.2021.3111703)
- Brian SINKUIN et Marco ROMANELLI, « Determination of the linewidth enhancement factor of semiconductor lasers by complete optical field reconstruction », in : *Opt. Lett.* 48.4 (fév. 2023), p. 863-866, DOI : [10.1364/OL.483776](https://doi.org/10.1364/OL.483776)

Posters

- Brian SINKUIN et al., *Oscillateur Opto-Électronique à modulation directe de faible bruit de phase*, OPTIQUE Dijon 2021, Poster, juill. 2021, URL : <https://hal.science/hal-03284744>
- Brian SINKUIN et al., *Oscillateur optoélectronique (OEO) générant des peignes de fréquences et des trains d'impulsions optiques*, Journée du Club Optique et Micro-ondes (JCOM 2022), Poster, Société Française d'Optique (SFO), juin 2022, URL : <https://hal.science/hal-03986413>
- Brian SINKUIN et al., *Direct-Modulation OEO for Optical Pulses and Frequency combs generation*, Journée du Club Optique et Micro-ondes (JCOM 2023), Poster, Société Française d'Optique, juin 2023, URL : <https://hal.science/hal-04133619>

Communications orales

- Brian SINQUIN et al., « Oscillateur micro-onde Optoélectronique à modulation directe », in : *GDR Ondes, GT4 Antennes et circuits : des micro-ondes aux ondes millimétriques et THz*, mars 2021
- Brian SINQUIN et al., « Signaux Opto-RF très bas bruit de phase et instabilités dynamiques d'un OEO à modulation directe », in : *Journée du Club Optique et Micro-ondes (JCOM 2021)*, Paris, France, juin 2021, URL : <https://hal.science/hal-03285993>
- Brian SINQUIN et al., « Low phase noise microwave generation from a direct-modulation optoelectronic oscillator (DM-OEO) », in : *2021 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)*, 2021, p. 1-1, DOI : [10.1109/CLEO/Europe-EQEC52157.2021.9542636](https://doi.org/10.1109/CLEO/Europe-EQEC52157.2021.9542636)
- Brian SINQUIN et al., « Génération de peignes de fréquence et d'impulsions dans un Oscillateur Opto-Électronique à modulation directe », in : *Optique Nice 2022*, Société Française d'Optique (SFO), Nice, France, juill. 2022, URL : <https://hal.science/hal-03988116>
- Brian SINQUIN et al., « Direct-Modulation Optoelectronic Oscillator for Optical Frequency Comb and Pulse Generation », in : *2023 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)*, 2023, p. 1-1, DOI : [10.1109/CLEO/Europe-EQEC57999.2023.10231990](https://doi.org/10.1109/CLEO/Europe-EQEC57999.2023.10231990)
- Brian SINQUIN et Marco ROMANELLI, « Accurate Measurement of the Linewidth Enhancement Factor of Semiconductor Lasers by a Simple Technique », in : *2023 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)*, 2023, p. 1-1, DOI : [10.1109/CLEO/Europe-EQEC57999.2023.10231566](https://doi.org/10.1109/CLEO/Europe-EQEC57999.2023.10231566)

Titre : Oscillateur optoélectronique à modulation directe. Génération de signaux micro-ondes et d'impulsions optiques courtes.

Mots clés : photonique, oscillateur, optoélectronique, modulation directe, optique non-linéaire

Résumé : La génération de signaux micro-ondes de grande pureté spectrale est un enjeu majeur dans différentes applications telles que les télécommunications et les technologies RADAR. L'oscillateur optoélectronique utilise la fibre optique pour implémenter un retard dans sa boucle de rétroaction, ce qui permet d'atteindre de meilleurs bruits de phase que les synthétiseurs de fréquences électroniques. Dans ce travail de thèse, nous étudions une architecture particulière qui utilise le courant d'alimentation d'un laser comme support de rétroaction. Nous avons ainsi pu obtenir un signal stable et monomode à 10 GHz dont le bruit de phase était de -135 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse.

Dans un deuxième temps, nous avons implémenté une compression d'impulsion en tirant parti d'une propagation non-linéaire dans la fibre optique. Nous avons pu générer des impulsions de quelques picosecondes présentant une faible gigue temporelle sans dégrader le bruit de phase. Nous avons modélisé le bruit de phase du système et la propagation non-linéaire dans la fibre. Afin de prendre également en compte la dynamique du laser, nous avons dû mesurer le facteur de Henry. Nous y sommes parvenus en développant une nouvelle technique de mesure qui est simple et reproductible et qui a permis d'atteindre des précisions de 3%.

Title : Direct-modulation optoelectronic oscillator. Microwave synthesis and short optical pulses generation.

Keywords : photonics, oscillator, opto-electronic, direct-modulation, nonlinear optics

Abstract : High spectral quality microwave signals are mandatory in many fields of applications such as telecommunications or RADAR technology. Opto-electronic oscillators are oscillators in which an optical fiber is used as a delay line and that can provide with phase noises lower than electronic frequency synthesizers. In this thesis, we study a specific scheme where the loop feedback is done directly on the laser pump current rather than by external intensity modulation. We first propose a phase noise model of the system and its experimental setup.

We show stable and single-mode oscillations at 10 GHz with phase noises as low as -135 dBc/Hz at 10 kHz from the carrier. To further improve the versatility of the system, we used nonlinear compression in the fiber to generate short optical pulses. We showed picosecond pulses with low timing jitter while keeping a good phase noise. In order to simulate the system for helping with the experimental work, a measure of the laser's Henry factor was needed. To this end, we proposed a novel, reliable and simple method to measure it with a precision of 3%.