



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par Université Paul Sabatier – Toulouse III

Discipline ou spécialité : Microondes, Électromagnétisme et Optoélectronique

Présentée et soutenue par Houda BRAHIMI

Le 13 octobre 2010

Titre :

**Etude en bruit de systèmes optiques hyperfréquences
Modélisation, caractérisation et application à la métrologie en bruit de
phase et à la génération de fréquence**

RAPPORTEURS

Béatrice CABON, Professeur, INP Grenoble

Enrico RUBIOLA, Professeur, Institut FEMTO-ST Besançon

Examineurs

Jacques GRAFFEUIL, Professeur, UPS Toulouse

Angélique RISSONS, Maître de Conférences, ISAE Toulouse

Pierre NICOLE, Ingénieur de Recherche, Thales Airborne Systems Elancourt

Benoît BENAZET, Ingénieur de Recherche, Thales Alenia Space Toulouse

Gilles CIBIEL, Ingénieur de Recherche, CNES Toulouse

Ecole doctorale : GEET

Unité de recherche : LAAS-CNRS, groupe MOST

Directeur de Thèse : Olivier LLOPIS

Mes remerciements les plus sincères à tous ceux qui ont cru en moi, m'ont soutenu et aidé.

A mes parents

A mima paix à son âme

TABLE DES MATIERES

Introduction générale	1
Chapitre 1	5
Composantes d'une liaison optique fibrée faible bruit	5
1.1 Introduction	6
1.2 L'émetteur : la diode laser à semi-conducteur	7
1.2.1 Fonctionnement d'un laser à semi-conducteur.....	7
1.2.2 Principe de l'oscillateur laser	8
1.2.3 Les différents types de Laser à semi-conducteur	10
1.2.4 Equations d'évolution : Cas général.....	12
1.3 Le modulateur	16
1.3.1 Généralités sur la modulation : modulation directe et modulation externe.....	16
1.3.2 Le modulateur électro-absorbant(MEA)	17
1.3.3 Le modulateur de Mach-Zehnder (MMZ).....	17
1.4 Le récepteur du signal optique : le photodétecteur	20
1.4.1 Les concepts de base	20
1.4.2 Principe de la photodétection	21
1.4.3 Les photodiodes PIN	22
1.5 Les éléments de connexion : la fibre optique.....	23
1.6 La bande spectrale de la liaison	26
1.7 Le bruit de la chaîne	27
1.7.1 Les perturbations extérieures	27
1.7.2 Le bruit propre des éléments de la chaîne optique	28
1.7.2.1 <i>Le bruit du laser</i>	28
1.7.2.2 <i>Le bruit du photodétecteur</i>	30
1.7.2.3 <i>Le rapport signal sur bruit</i>	32
1.7.3 Introduction au bruit de phase de la liaison.....	33
1.8 Conclusion.....	38
Bibliographie	39

Chapitre 2.....	43
Métrologie en bruit des lasers	43
2.1 Introduction	44
2.2 Métrologie en bruit des lasers (AM, largeur de raie, FM)	45
2.2.1 RIN du laser	45
2.2.1.1 RIN basse fréquence.....	45
2.2.1.2 RIN haute fréquence	47
2.2.2 Largeur de raie du laser	48
2.2.2.1 Origine de ce phénomène :.....	48
2.2.2.2 Techniques et résultats de mesures.....	50
2.2.3 Bruit de fréquence	54
2.2.3.1 Définition du bruit de fréquence	54
2.2.3.2 Le discriminateur de fréquence.....	55
2.2.3.3 Mesure de bruit de fréquence	57
2.3 Conclusion.....	61
Bibliographie	62
Chapitre 3.....	63
Approche CAO d'une liaison optique analogique.....	63
3.1 Introduction	64
3.2. Présentation des deux principales techniques de simulation utilisées	65
3.2.1 Méthode de la balance harmonique (HB):	65
3.2.2 Simulation d'enveloppe [8] et [21]:	66
3.3 Étude en gain d'une liaison optique utilisant un modulateur de Mach-Zehnder.....	68
3.3.1 Modélisation du modulateur de Mach-Zehnder (MMZ) [22], [23], [24] et [25]	68
3.3.2 Modélisation d'un lien optique complet.....	72
3.3.2.1 Modèle du laser :	72
3.3.2.2 Modèle du photorécepteur :.....	73
3.4 Modélisation d'une liaison optique à base d'un MMZ: bruit RF et bruit de phase	77
3.4.1 ADS et la modélisation du bruit en régime non-linéaire.....	77

3.4.2 Modélisation du bruit de phase sous ADS	78
3.4.3 Modélisation en bruit des éléments du système	79
3.4.3.1 <i>Le laser</i>	79
3.4.3.2 <i>La photodiode</i>	81
3.4.4 Résultats et Analyses.....	83
3.5 Conclusion.....	88
Bibliographie	89
Chapitre 4.....	93
Application à une étude système :.....	93
Le discriminateur de fréquence micro-onde à ligne à retard optique	93
4.1 Introduction	94
4.2 La mesure du bruit de phase en hyperfréquences	95
4.2.1 Mesure avec l'Agilent E5052B	95
4.2.2 Technique à référence passive : la ligne à retard	96
4.3 Approche CAO.....	98
4.3.1 Description du modèle ADS du discriminateur	98
4.3.2 Procédure et résultat de simulation	99
4.4 Approche expérimentale	102
4.4.1 Description de l'oscillateur Saphir utilisé comme source RF	102
4.4.2 Mesure du bruit de phase de l'oscillateur saphir 4.85 GHz à l'aide du banc à ligne à retard optique.....	103
4.4.2.1 <i>Description générale</i>	103
4.4.2.2 <i>Précautions de mesures</i>	104
4.4.3 Analyse des différentes contributions de bruit.....	107
4.4.3.1 <i>Bruit résiduel optique (sans la ligne à retard) comparé au bruit de l'amplificateur RF</i>	108
4.4.3.2 <i>Bruit de la liaison optique dans le cas d'un retard long</i>	109
4.4.3.3 <i>Les contributeurs de bruit en 1/f dans les composants optoélectroniques</i>	110
4.5 Conclusion.....	117
Bibliographie	119

Chapitre 5.....	121
Bruit de phase interférométrique et problèmes liés à la fibre optique	121
5.1 Introduction	122
5.2 Etude du bruit interférométrique	123
5.2.1 Introduction au phénomène	123
5.2.2 Etude expérimentale	124
5.2.2.1 Etude expérimentale à 10 MHz	125
5.2.2.2 Etude expérimentale à 10 GHz	128
5.3 Bruit dans une fibre optique	132
5.3.1 Effets optiques non-linéaires [2]	132
5.3.1.1 Diffusion Raman Stimulée (DRS).....	132
5.3.1.2 Diffusion Brillouin stimulée (DBS)	133
5.3.2 Diffusion Rayleigh [3]	133
5.3.2.1 Bruit de double diffusion Rayleigh (DDR).....	134
5.3.2.2 Bruit de diffusion Rayleigh réfléchi (DRR).....	134
5.4 Conclusion.....	135
Bibliographie	136
Chapitre 6.....	137
Génération hyperfréquence à partir d'un discriminateur de fréquence à ligne à retard optique	137
6.1 Introduction	138
6.2 OEO à ligne à retard optique – approches classiques	139
6.2.1 Définition	139
6.2.2 Intérêt de l'utilisation d'un retard optique.....	140
6.2.3 Inconvénients	142
6.3 Verrouillage d'un oscillateur sur un discriminateur de fréquence.....	144
6.3.1 Intérêt	144
6.3.2 Principe de fonctionnement.....	145
6.4 YIG verrouillé sur le discriminateur de fréquence à ligne à retard optique	146
6.5 Conclusion.....	154
Bibliographie	155

Conclusion générale.....	157
Annexes.....	163
Liste des publications	169
Résumé.....	173

Introduction générale

L'interaction entre les technologies optiques et microondes a fait apparaître au cours de ces dernières années une spécialité hybride : l'optoélectronique-hyperfréquence alliant les qualités intrinsèques de l'optique (haut débit, immunité électromagnétique, faibles pertes, fréquence de porteuse élevée, faible masse, ...) aux systèmes hyperfréquences bien maîtrisés.

La recherche dans ce domaine ayant énormément progressé, nous voyons l'émergence d'un grand nombre d'applications diverses telles que : le contrôle optique de systèmes micro-ondes, les réseaux d'antenne à commande fibrée, l'électronique d'armement, les oscillateurs hautes performances... L'utilisation de composants ou de systèmes optoélectroniques dans des dispositifs hyperfréquences est donc devenue une réalité commerciale.

En effet, les systèmes intégrant cette technologie hybride ont un champ d'application de plus en plus large, s'étendant en particulier au domaine aéronautique et spatial avec la conception de systèmes embarqués dédiés à la génération et la distribution de signaux micro-ondes. En outre, le développement de composants optoélectroniques télécoms (fonctionnant à $1,55\mu\text{m}$) a permis d'accroître l'utilisation de techniques optiques pour les applications longues distances.

Cependant, les performances de ces systèmes dépendent des performances des dispositifs utilisés pour les conversions électrique/optique et optique/électrique, de la technique de modulation optique choisie, des amplificateurs micro-ondes utilisés, de la qualité de la fibre optique et, finalement, de la topologie choisie pour réaliser le système entier.

Ceci explique l'importance de réaliser une étude complète de ce type de liaison, basée sur une approche de modélisation efficace et bien adaptée à ces systèmes, capable de traiter des configurations très différentes dans un temps raisonnable. Il est important en particulier que cette approche puisse déterminer les principales sources de bruit dans le système et aussi améliorer ses performances en réduisant ces sources de bruit ou leur impact sur le bruit du système.

Notre travail a tout d'abord consisté à développer une approche de modélisation des liaisons optiques-hyperfréquences, et plus généralement des systèmes utilisant à la fois des composants optoélectroniques et des composants micro-ondes. Cette approche de modélisation a ensuite été appliquée à un système particulier : le discriminateur de fréquence micro-onde à ligne à retard optique. Le but de cette modélisation était la compréhension des

phénomènes de conversion de bruit dans ce système et donc, au final, l'optimisation en bruit de phase de ce système.

Enfin, une seconde application a été étudiée : la génération de fréquence à partir d'un oscillateur micro-onde verrouillé en fréquence sur ce même discriminateur.

Le premier chapitre de ce mémoire est une description générale des composantes d'une liaison optique fibrée faible bruit. La première partie de ce chapitre, décrit les caractéristiques fondamentales des blocs principaux des systèmes étudiés, qui sont :

- l'émetteur : la diode laser à semi-conducteur
- Le modulateur
- Le récepteur du signal optique : le photodétecteur
- L'élément de connexion : la fibre optique.

La deuxième partie de ce chapitre présente les principales perturbations de la chaîne optique, à savoir les perturbations externes à la liaison et le bruit propre des éléments de cette chaîne.

Dans les liaisons optiques-hyperfréquences, la qualité du signal hyperfréquence transmis dépend essentiellement des composants d'extrémités, et en particulier de l'émetteur. Le deuxième chapitre est alors consacré à la métrologie en bruit des lasers : le bruit d'amplitude (AM), la largeur de raie($\Delta\nu$) et le bruit de fréquence (FM). Des bancs de mesure spécifiques ont été mis en place, afin de quantifier ces paramètres importants pour la suite de ce travail de thèse.

La simulation peut jouer un rôle important dans toutes les phases du développement des systèmes de communications, depuis les premières étapes de conception, jusqu'aux dernières étapes de réalisation de test et de mise en œuvre du système. Ainsi, il est important de pouvoir modéliser les performances de liaisons et systèmes optiques hyperfréquences, dont leurs performances en termes de bruit, et de comparer ces résultats avec ceux obtenus expérimentalement. Il nous a paru donc intéressant de consacrer le troisième chapitre de ce mémoire à la modélisation d'une liaison optique utilisant un modulateur de Mach-Zehnder (MMZ). L'originalité de ce travail, par rapport aux travaux antérieurs sur le sujet, consiste en l'utilisation d'un logiciel CAO : Agilent ADS, qui est à l'origine un logiciel de simulation de circuits. La capacité de ce logiciel à décrire les conversions de bruit en régime non-linéaire

entre différentes porteuses nous a permis de réaliser une étude complète en bruit de notre système.

Ce travail de modélisation est ensuite appliqué, dans le chapitre quatre, à un système aujourd'hui classique mais présentant un degré de complexité relativement élevé : le discriminateur de fréquence micro-onde à ligne à retard optique. La seconde partie de ce chapitre a pour objectif de décrire la topologie du banc que nous avons adopté ainsi que les résultats expérimentaux obtenus. Nous terminons ce chapitre par une analyse complète des différentes contributions de bruit du système dans le but d'optimiser encore nos résultats.

Pour ce type d'application, le choix des composants optiques en fonction de leurs caractéristiques en bruit est possible. Par contre, il existe des phénomènes plus difficilement quantifiables et nuisibles aux bonnes performances de la liaison optique. Les réflexions optiques en retour, générées à l'interface des composants optiques actifs ou passifs (connecteurs par exemple), ou intrinsèques au composant lui-même (discontinuité de l'indice de réfraction d'une fibre optique par exemple), font partie de cette catégorie. Le but du cinquième chapitre est de vérifier expérimentalement l'influence des réflexions parasites dans une liaison optique analogique sur le bruit de phase du signal RF en sortie. Nous discutons également dans ce chapitre les différents mécanismes liés aux non-linéarités dans une fibre optique, dont l'apparition peut détériorer le fonctionnement d'un dispositif électro-optique. A titre de précision, ce travail répondait aussi au cahier des charges techniques particulières qui nous a été communiqué par Thales Alenia Space dans le cadre d'une collaboration.

La problématique de la génération hyperfréquence utilisant des moyens optiques restent un sujet d'actualité. Dans le sixième chapitre de ce manuscrit nous commençons par un rappel sur les généralités des oscillateurs OEO, puis nous proposons une approche originale du problème basée sur le verrouillage d'un oscillateur sur un discriminateur de fréquence.

Chapitre 1

Composantes d'une liaison optique fibrée faible bruit

1.1 Introduction

Dans les liaisons optiques hyperfréquences, comme dans tous les systèmes de communication, il existe trois blocs importants pour effectuer la transmission de l'information: L'émetteur, le canal de communication et le récepteur. Notre but étant de transporter des signaux microondes à très haute pureté spectrale par voie optique. Dans ce cas, l'émetteur qui est la diode laser, joue le rôle de porteuse et le modulateur celui de convertisseur électrique/optique du signal. Le canal de transmission est une fibre optique. Cette dernière permet de transporter la porteuse optique modulée. Enfin, le photorécepteur assume la détection du signal électrique véhiculé en effectuant une conversion optique/électrique.

Un exemple de liaison optique analogique est montré en figure 1.1.

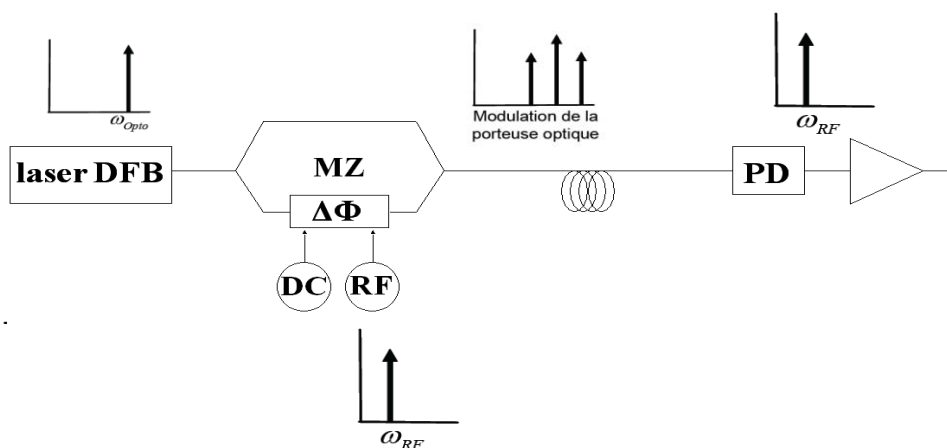


Figure 1. 1: Principe d'une liaison optique avec modulateur de Mach-Zehnder : le laser (DFB) émet un signal continu, modulé par l'interféromètre, et ce signal est reçu par une photodiode (PD).

Dans les paragraphes suivants, nous décrivons les caractéristiques de composants qui constituent les éléments fondamentaux des liaisons optiques hyperfréquences. Dans la suite, nous aborderons les critères habituellement utilisés pour décrire les performances de liaisons complètes, à savoir le gain, la bande passante et le bruit.

1.2 L'émetteur : la diode laser à semi-conducteur

1.2.1 Fonctionnement d'un laser à semi-conducteur

Dans les systèmes de communications optiques, la source optique la plus utilisée est la diode laser, (acronyme de « Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation »). La diode laser se base sur trois processus fondamentaux pour effectuer la génération de la lumière. Ces processus sont l'absorption, l'émission spontanée et l'émission stimulée.

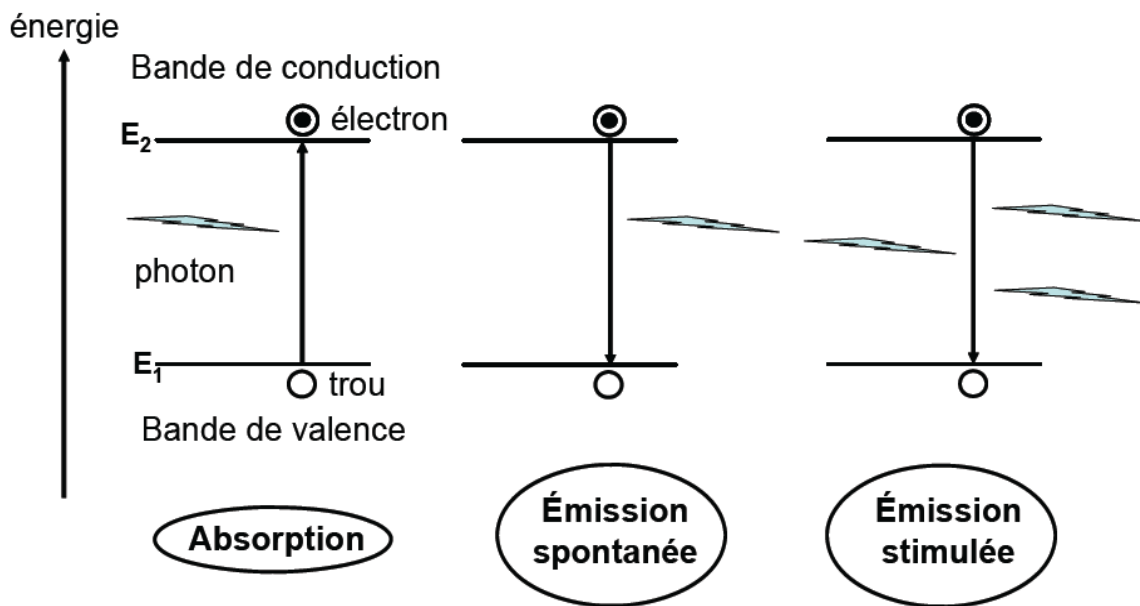


Figure 1. 2 Les processus d'interaction entre la matière et le rayonnement (Mécanismes fondamentaux de fonctionnement d'une diode laser)

Pour obtenir l'effet laser, il est nécessaire de privilégier l'émission stimulée au détriment des deux autres processus. Deux conditions doivent être réalisées pour favoriser cette émission stimulée et ainsi obtenir l'effet laser :

1. Il faut avoir suffisamment d'électrons dans l'état d'énergie supérieure. Dans un semi-conducteur, ceci est réalisé par une opération dite de pompage électrique qui consiste à promouvoir un maximum d'électrons dans la bande de conduction : c'est ce qu'on appelle une inversion de population.
2. Il faut favoriser l'émission stimulée : il faut donc avoir suffisamment de photons incidents (excitateurs). Pour cela, on enferme le semi-conducteur dans une cavité

résonante constituée par exemple par un résonateur du type Fabry-Pérot, obligeant ainsi l'énergie lumineuse à s'accumuler.

1.2.2 Principe de l'oscillateur laser

Un laser est une source de lumière cohérente, c'est à dire une onde électromagnétique sinusoïdale dans le temps (mathématiquement parlant). Un laser peut donc être vu comme un oscillateur. Tout oscillateur peut être présenté selon la sémantique propre à l'automatique comme un circuit bouclé composé d'un amplificateur et d'un filtre sélectif (figure 1.3). Les conditions d'oscillation, c'est à dire les conditions d'émission du laser, sont de deux natures:

- la condition de gain nécessite que le gain total de la boucle soit supérieur ou égal à 1.
- la condition de phase qui met en jeu la propagation des photons émis à travers la cavité, implique que seules certaines fréquences (longueurs d'ondes) pourront être émises.

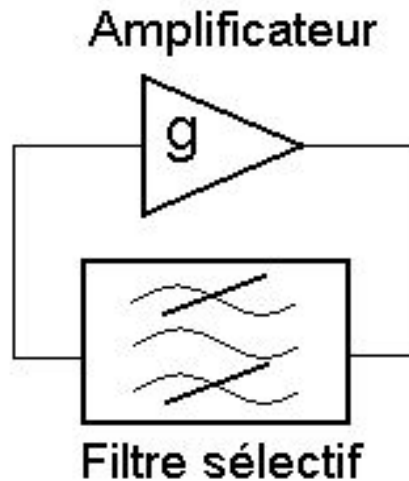


Figure 1. 3 Principe de l'amplificateur à boucle de rétroaction

Considérons une cavité Fabry Pérot, dont les deux miroirs sont identiques (ayant le même coefficient de réflexion). Au seuil du laser, l'onde lumineuse se retrouve identique à elle même, c'est à dire que son changement d'amplitude est égal à 1, d'où la relation :

$$R e^{-i2L\beta} e^{gL} e^{-\alpha_i L} = 1 \quad (1.1)$$

- R est le coefficient de réflexion de l'onde sur les miroirs de la cavité.
- L est la longueur de la cavité.
- β est la constante de propagation de l'onde égale à $2\pi n_r / \lambda$.
- g est le coefficient de gain (= gain en intensité / unité de longueur)
- α_i est le coefficient d'absorption des photons à l'intérieur de la cavité.

La séparation des parties réelles et imaginaires de la relation (1.1), mène aux deux relations (1.2) et (1.3) :

$$g = \alpha_i + \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right) = \alpha_i + \alpha_m \quad (1.2)$$

où α_m désigne les pertes résonantes (pertes par les facettes).

Et

$$\lambda = \frac{2n_r L}{m} \quad (1.3)$$

- λ est la longueur d'onde d'émission laser.
- n_r est l'indice de réfraction réel du matériau.
- m est un entier naturel non nul.

La relation (1.2), montre qu'au seuil, le gain compense les pertes.

La relation (1.3), traduit ce qu'on appelle la condition de phase dans un laser : les seules longueurs d'ondes susceptibles d'osciller dans la cavité sont celles qui satisfont cette relation.

Comme il a été précisé précédemment, le laser doit remplir simultanément les conditions de gain et de phase afin de pouvoir fonctionner. Le spectre optique sera donc la condition de gain (figure 1.4-a), modulée par le peigne Fabry-Perot (figure 1.4-b), l'ensemble étant inégalement amplifié par le phénomène d'émission stimulée. Ce qui donne le spectre d'émission de la figure 1.4-c.

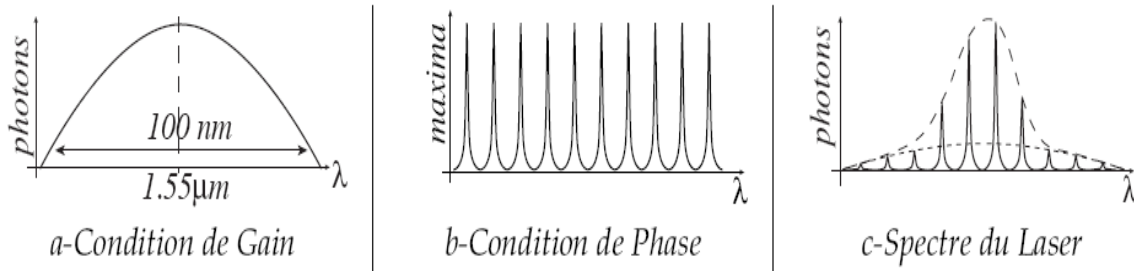


Figure 1. 4 Condition de Gain, condition de phase et spectre d'un Laser Fabry-Perot

D'après la figure 1.4-b, on peut dire que la cavité joue le rôle d'un filtre en longueur d'onde, ce qui veut dire que l'onde n'est amplifiée qu'à certaines valeurs de fréquences précises (avec $\nu = \frac{c}{\lambda}$).

1.2.3 Les différents types de Laser à semi-conducteur

Les quatre principaux types de lasers à semi-conducteurs sont :

- Les lasers Fabry-Pérot (FP) sont peu performants en bruit mais sont peu coûteux ; ils sont multimodes et leur longueur d'onde atteint les 1550 nm; on les utilise par exemple comme source de puissance optique continue ou dans les liaisons numériques;
- Les lasers Distributed Feedback (DFB) ont de très bonnes performances en bruit et sont largement utilisés pour les télécommunications ; ils sont monomodes et leur longueur d'onde atteint les 1550 nm;
- les lasers Distributed Bragg Reflector (DBR) ; contrairement aux lasers DFB (historiquement plus anciens), la contre-réaction ne se réalise pas à l'intérieur du milieu actif. En effet les extrémités d'un laser DBR se comportent comme des miroirs dont la réflectivité est maximale pour une longueur d'onde donnée. Ils restent plus difficiles à réaliser et présente un coût élevé;
- Les lasers Vertical Cavity Surface Emitting Laser (VCSEL) ; leur longueur d'onde atteint pour l'instant les 1550 nm et leur intérêt principal est d'être plus adaptés à la fabrication en grand nombre. Cependant la technologie de fabrication des VCSELs à 1550 nm n'est pas encore mature, et ils présentent encore quelques inconvénients : en

comparaison aux DFBS leur puissance émise est plus faible et leurs propriétés spectrales et en bruit sont moins bonnes.

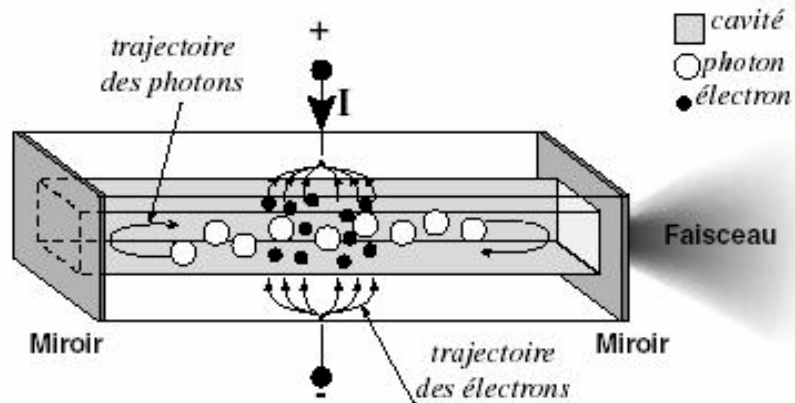


Figure 1. 5 Structure d'un laser classique Fabry-Pérot

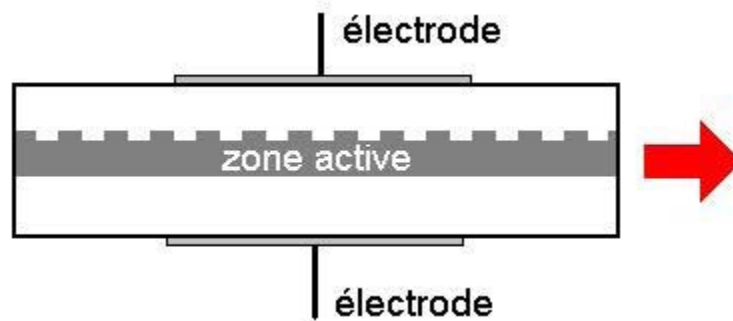


Figure 1. 6 Structure d'une diode laser DFB

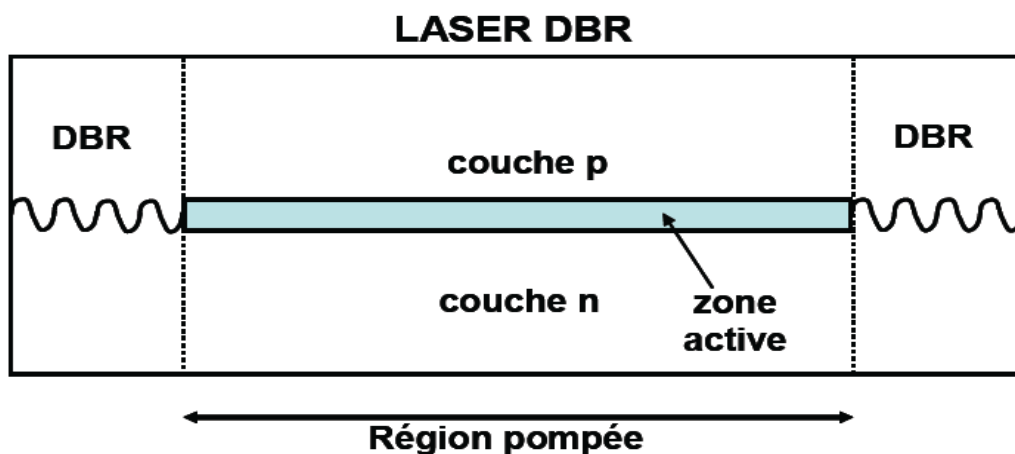


Figure 1. 7 Structure d'un laser DBR

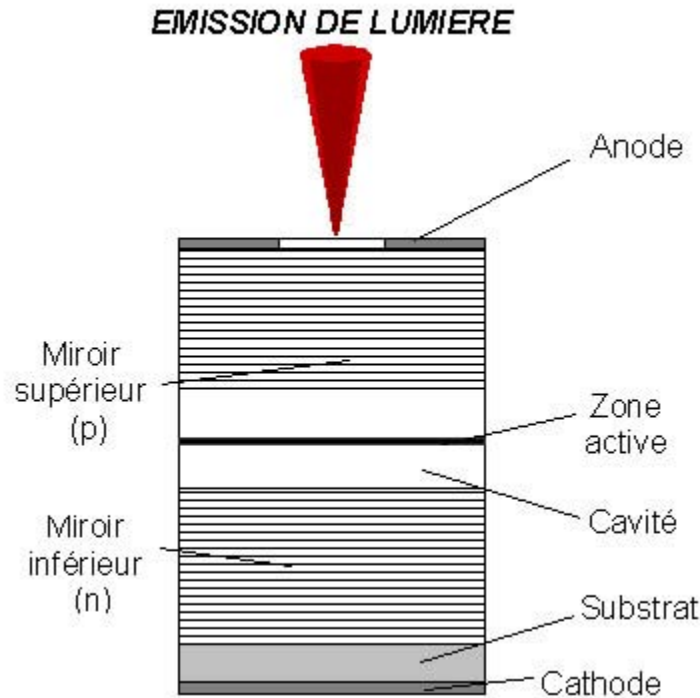


Figure 1. 8 Structure d'une diode laser à cavité verticale émettant par la surface (Typiquement VCSEL à 850 nm)

1.2.4 Equations d'évolution : Cas général

Les équations d'évolution régissent les populations de porteurs et de photons. Elles sont donc l'expression des interactions entre les photons P et les électrons N dans la cavité. On construit ces équations en faisant le bilan des variations de chaque population.

Ainsi et en se limitant à une émission monomode et sans prendre en considération les phénomènes de bruit, les équations des porteurs et des photons s'écrivent [1] et [2]:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= \frac{I}{q} - \frac{N}{\tau_n} - G \cdot P \\ \frac{dP}{dt} &= G \cdot P + R_{sp} - \frac{P}{\tau_p} \end{aligned} \quad (1.4)$$

où :

- I est l'intensité du courant injecté dans la cavité ;
- $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C est la charge d'un électron ;
- τ_n et τ_p sont respectivement les durées de vie moyenne des électrons et des photons ;
- G est le gain modal de la cavité;

– R_{sp} est le taux moyen d'émission spontanée ;

La première équation traduit l'accroissement du nombre d'électrons : il est égal aux électrons injectés moins ceux qui disparaissent lors de l'émission spontanée et lors de l'émission stimulée.

La seconde équation traduit l'accroissement du nombre de photons : il est égal aux photons qui apparaissent par émission stimulée et par émission spontanée moins ceux qui disparaissent à cause des pertes de la cavité.

Le terme G est exprimé aussi comme suit :

$$G = \Gamma \cdot V_g \cdot g \quad (1.5)$$

où Γ est le facteur de confinement, V_g la vitesse du groupe, calculée à partir de la valeur de l'indice effectif n_g ($V_g = c/n_g$). g est le gain optique.

Le temps de vie τ_p d'un photon à l'intérieur de la cavité est tel que :

$$\frac{1}{\tau_p} = V_g \cdot (\alpha_m + \alpha_i) \quad (1.6)$$

En régime stationnaire, le courant de seuil I_{th} s'exprime donc par :

$$I_{th} = \frac{qN_{th}}{\tau_n} \quad (1.7)$$

Ce courant de seuil représente le courant nécessaire pour dépasser un gain minimum relatif aux pertes dans la cavité.

Lorsque le courant injecté I dépasse le courant de seuil I_{th} , le nombre de photons P croît linéairement avec I comme montré en (1.8)

$$P = \frac{\tau_p}{q} \cdot (I - I_{th}) \quad (1.8)$$

La puissance optique émise est reliée au nombre de photons P par la relation (1.9)

$$P_e = \frac{1}{2} \cdot (V_g \cdot \alpha_m) \cdot h \cdot \nu \cdot P \quad (1.9)$$

où le terme $(Vg \cdot \alpha_m)$ représente la vitesse à laquelle les photons qui ont une énergie $h \nu$ s'échappent des deux cotés de la cavité. Le facteur $1/2$ correspond au cas d'un laser Fabry-Perot ayant les deux cotés de la cavité avec la même réflectivité.

En utilisant maintenant (1. 6) et (1. 8) en (1. 9) la puissance optique émise s'exprime selon la relation (1. 10)

$$P_e = \frac{h \nu}{2 q} \cdot \frac{\eta_i \cdot \alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \cdot (I - I_{th}) \quad (1.10)$$

où η_{int} est le rendement quantique interne qui représente la fraction des électrons injectés qui est convertie en photons par émission stimulée. Ce rendement est très proche de 1.

Cette équation traduit bien la caractéristique d'une diode laser : la puissance optique émise est une fonction croissante de l'intensité du courant appliqué à ses bornes. Le laser n'émet pas jusqu'à son courant de seuil, typiquement de l'ordre de quelques milliampères à quelques dizaines de milliampères, puis entre dans une zone où sa réponse est linéaire, c'est-à-dire que la puissance optique émise est proportionnelle au courant de polarisation.

A l'aide d'un puissance-mètre optique, nous avons relevé la puissance que délivre une diode laser DFB (Distributed Feedback) monomode « EM253 » (de chez EM4) en fonction de son courant de polarisation pour une température de fonctionnement constante (25°C). Cette diode émet à une longueur d'onde de 1550 nm. La caractéristique P(I) est reportée en figure 1.9.

Dans des conditions normales d'utilisation, cette diode peut émettre jusqu'à 60 mW optique, c'est-à-dire 17,8 dBm effectivement couplés dans la fibre. Son plancher de bruit d'amplitude est très faible (inférieur à -160 dB/Hz à 10 GHz). Cette diode émet dans une fibre à maintien de polarisation ayant un connecteur FC/APC (Fiber Connection/Angled Physical Contact) et est munie d'un isolateur intégré.

D'une façon générale, la courbe P(I) caractérise les propriétés d'émission d'un laser en indiquant à la fois son courant de seuil I_{th} et la puissance optique disponible avec un courant d'injection donné.

Nous relevons sur la figure 1.9 un courant de seuil d'injection de 23 mA et une pente $\frac{dP}{dI}$ de 0,13 W/A. Cette pente représente le rendement externe différentiel. Sa valeur varie selon le matériau, les pertes internes et la longueur du laser (cf. équation 1.11).

$$\frac{\partial P_e}{\partial I} = \frac{1}{2} \cdot \eta_{int} \cdot \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \cdot \frac{h \cdot \nu}{q} \quad (1.11)$$

De plus, la caractéristique P(I) s'effondre pour les fortes valeurs du courant d'injection (correspondant à la puissance de saturation du laser). Ce phénomène est attribué à un échauffement de la jonction, à une augmentation des pertes dans la cavité et au courant de fuite qui apparaît à forte puissance de fonctionnement. Cependant, les lasers DFB actuels sont capables de délivrer une puissance optique de l'ordre de centaines de milliwatts voire des dizaines de watts [3], [18] et [19].

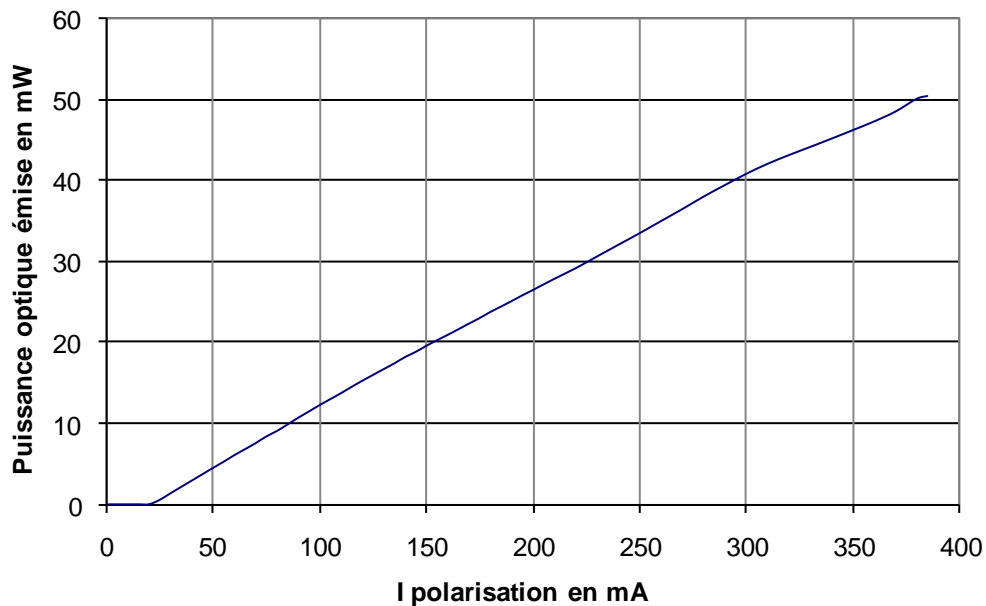


Figure 1. 9 Caractéristique puissance optique en fonction du courant de polarisation pour le laser EM253

La variation du courant de polarisation va faire également varier l'indice effectif de la cavité. Par conséquent, la longueur d'onde d'émission sera modifiée.

A l'aide d'un analyseur de spectre optique, nous relevons la longueur d'onde à laquelle émet ce même laser en fonction de son courant de polarisation (figure 1.10).

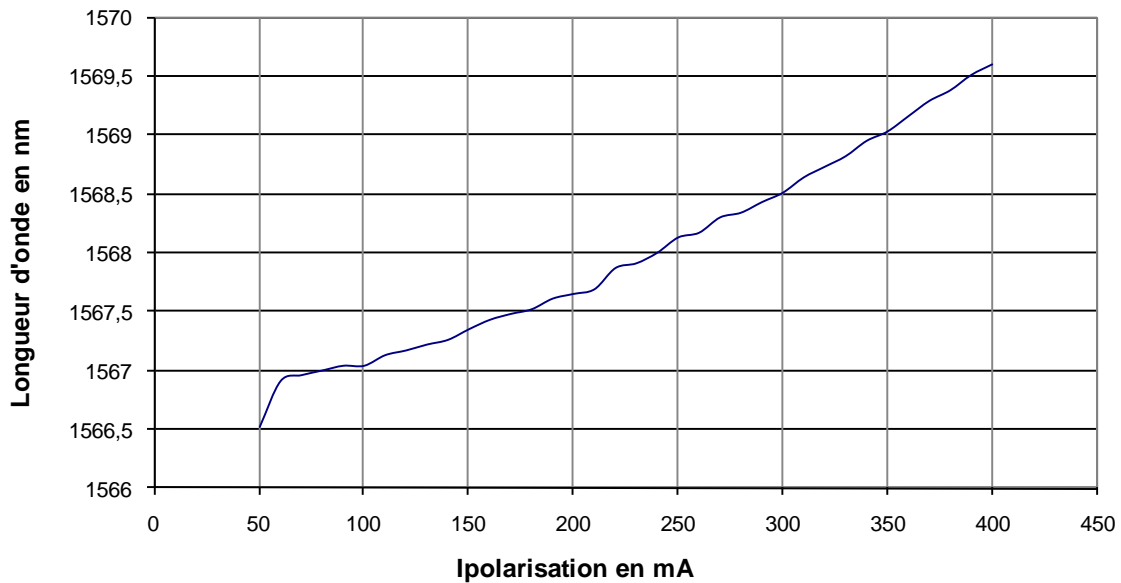


Figure 1. 10 Caractéristique longueur d'onde optique fonction du courant de polarisation (cas du laser EM4)

La caractéristique $\frac{\Delta\lambda}{\Delta I}$ relevée sur la figure 1.10 est quasi-linéaire à fort courant et vaut environ 7,5 pm/mA.

1.3 Le modulateur

1.3.1 Généralités sur la modulation : modulation directe et modulation externe

Les systèmes micro-ondes de communication par fibre optique nécessitent des circuits intégrés haut débit qui permettent de convertir un signal micro-onde en signal optique modulé.

Les propriétés des diodes lasers vues précédemment font que la modulation directe est satisfaisante jusqu'à 15 GHz environ mais qu'au delà, cette méthode n'est plus applicable. Trop de dégradations (oscillations de relaxation, chirp, bruit, ...) apparaissent et limitent les capacités de transmission.

La modulation externe est une bonne alternative, le laser émettant dans ce cas un simple signal constant, tous les défauts dus à la modulation du courant de polarisation seront éliminés.

De plus, la bande passante des modulateurs externes est beaucoup plus élevée (80 GHz) que celle d'une modulation directe (15 GHz) qui est limitée par la fréquence de relaxation des diodes laser.

Plusieurs types de modulateurs sont disponibles, en particulier nous nous intéresserons au modulateur de Mach-Zehnder et au modulateur électro-absorbant.

1.3.2 Le modulateur électro-absorbant(MEA)

Le principe de fonctionnement des modulateurs à électro-absorption repose sur les modifications du spectre d'absorption d'un matériau semi-conducteur soumis à un champ électrique [4]. Cet effet est connu sous le nom d'effet Franz-Keldysh [5] dans un matériau massif et d'effet Stark confiné dans un matériau quantique. Une caractéristique particulièrement intéressante des modulateurs à électro-absorption est qu'ils peuvent être facilement intégrés avec les diodes lasers pour créer des sources optiques compactes et à très large bande de modulation [6].

1.3.3 Le modulateur de Mach-Zehnder (MMZ)

Les modulateurs de Mach-Zehnder sont des modulateurs électro-optiques que l'on place directement en sortie du laser (figure 1.11). Ils sont fréquemment utilisés pour les applications de télécommunication large bande.

En réalité, les effets électro-optiques sont à la base de ce type de modulateurs, à savoir que l'indice de réfraction de certains matériaux peut être modifié par l'application d'un champ électrique [5].

Ce phénomène est appelé effet Pockels si les effets électro-optiques sont linéaires, c'est-à-dire que la variation d'indice est proportionnelle au champ appliqué, et effet Kerr quand elle est proportionnelle au carré du champ. L'effet Pockels est prépondérant dans certains matériaux et permet des modulations de phase et d'amplitude de la lumière.

Un des principaux impératifs est d'utiliser des matériaux transparents à la longueur d'onde de fonctionnement et présentant des coefficients électro-optiques aussi élevés que possible.

De tels modulateurs fonctionnant à $1,5 \mu\text{m}$ ont été réalisés sur substrat de niobate de lithium (LiNbO_3) ainsi que dans des matériaux semi-conducteurs (GaAs , ...).

Grâce à ce modulateur on peut obtenir une modulation d'amplitude à travers une modulation de phase à l'intérieur du composant.

- Modulation de phase :

Le champ électrique appliqué change l'indice de réfraction du matériau, ce qui a pour conséquence de faire varier la phase de l'onde guidée et d'engendrer un retard variable de l'onde optique. Un déphasage dépendant de la tension électrique est ainsi créé (modulation de phase en alternatif).

- Modulation d'amplitude :

Cela consiste à réaliser un interféromètre [7] dans lequel il est possible de commander la différence de phase entre les deux bras par l'application d'une tension contrôlée sur le matériau électro-optique.

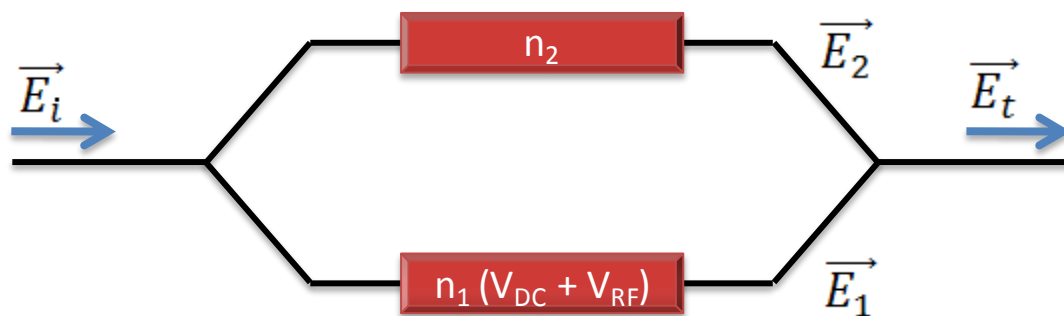


Figure 1. 11 Schéma simplifié d'un modulateur de Mach-Zehnder

En conclusion, la modulation externe présente de nombreux avantages. Elle est plus rapide et permet donc de transmettre des débits plus élevés. Le bruit, le chirp ... ne sont pas inexistantes dans les modulateurs de Mach-zehnder mais leurs valeurs sont nettement plus faibles que dans les lasers. Les limites de capacité de transmission sont donc repoussées vers des fréquences plus importantes.

Lors de ces travaux de thèse, la longueur des fibres utilisées atteignait plusieurs kilomètres pour certains cas. Dans notre cas également, les fréquences du signal à transmettre par voie optique dépassaient les 15 GHz (la valeur limite pour effectuer une modulation

directe du laser). Le phénomène du chirp et la limitation de la bande passante constituent donc un aspect particulièrement problématique pour nos applications. Pour ces raisons là, dans la suite de l'étude, le modulateur de Mach-Zehnder a été retenu car il répond à nos attentes.

Nous avons testé plusieurs modèles de MMZ. Nous présentons ici la caractéristique d'un MMZ de « EOSPACE ». Nous avons éclairé le MMZ par une puissance optique de 11 dBm (valeur correspondante à un courant de polarisation du laser de 100 mA, voir P(I) en figure 1.9), puis l'on a relevé la puissance optique à la sortie du modulateur. On a ainsi pu obtenir la caractéristique du MMZ, c'est à dire la puissance optique en sortie en fonction de la tension de polarisation appliquée (figure 1.12).

On constate à partir de cette caractéristique que la puissance optique maximale mesurée en sortie du MMZ est de 9,5 dBm. Ce qui est bien conforme aux spécifications du constructeur : les pertes d'insertion étant de 1,5 dB. De plus, la transmission est nulle et non-linéaire autour de 0,5 V, on se retrouve alors à l'annulation de porteuse, une transmission quasi-linéaire autour de 2,5 V et enfin une transmission maximale mais non-linéaire autour de 4,5 V.

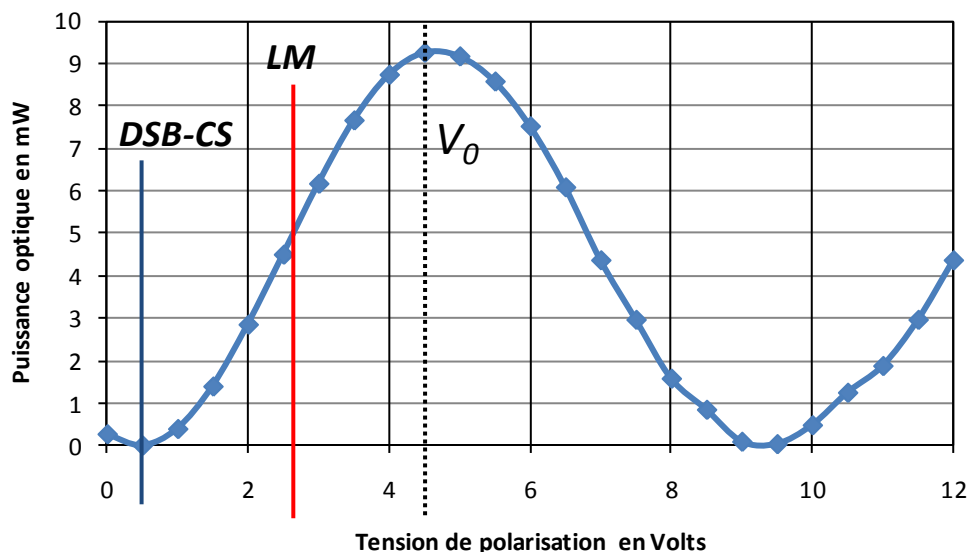


Figure 1. 12 Puissance relevée en sortie du MMZ en fonction de la tension de polarisation appliquée (pour une modulation linéaire LM ou à l'annulation de porteuse DSB-CS).

La caractéristique est conforme à la théorie [20]:

$$P_{opt} = \frac{P_{las} L_{ins}}{2} \left(1 + \eta \cos\left(\pi \left(\frac{V_{DC} - V_0}{V_{\pi DC}} \right) + \pi \frac{V_{RF}(t)}{V_{\pi RF}(f)} \right) \right) \quad (1.12)$$

où :

- P_{opt} est la puissance optique en sortie du modulateur ;
- P_{las} est la puissance optique en entrée du modulateur ;
- L_{ins} représente les pertes d'insertions, environ 5 dB dans notre cas ;
- η est le taux d'extinction du Mach-Zehnder ; il est proche de 1 ;
- V_0 est la tension de polarisation pour le premier maximum de transmission ;
- V_{DC} est la tension de polarisation appliquée au Mach-Zehnder ;
- V_{RF} est la tension de modulation appliquée au Mach-Zehnder ;
- $V_{\pi DC}$ est la tension demi-onde de l'électrode DC ; elle est typiquement de quelques volts ;
- $V_{\pi RF}$ est la tension demi-onde de l'électrode RF ; elle est aussi de quelques volts, mais dépend de la fréquence de modulation.

Les fabricants de modulateurs de Mach-Zehnder fournissent généralement le paramètre Γ , qui est le coefficient de réflexion dû à la différence d'impédance entre la sortie de la source RF et l'entrée du modulateur (typiquement de l'ordre de -20 dB ou -25 dB), ce qui permet de remonter au taux d'extinction η [21]:

$$\eta = \frac{1 - \Gamma}{1 + \Gamma} \quad (1.13)$$

D'où l'on déduit : $\eta \approx 0,99$.

Enfin, ce composant sera étudié plus en détails ainsi que modélisé sous un logiciel CAO « Agilent ADS » en chapitre 3.

1.4 Le récepteur du signal optique : le photodétecteur

1.4.1 Les concepts de base

La transmission par fibre optique des données nécessite des conversions électrique - optique et optique - électrique du signal. L'interface optique de réception, est chargée de

convertir le signal lumineux en signal électrique, en lui apportant le minimum de dégradation. Ce rôle est tenu par le photodétecteur qui, pour simplifier, se comporte comme un compteur de photons et un générateur de courant. La première propriété requise est une sensibilité importante pour la longueur d'onde utilisée. La deuxième est la rapidité : il doit être utilisé dans des systèmes fonctionnant à 10 Gbits/s voire même 40 Gbits/s. La troisième propriété demandée est un apport minimum de bruit.

Afin de satisfaire la plupart de ces conditions, le choix se porte sur les photodétecteurs à semi-conducteur, qui présentent les avantages d'être très rapides et faciles à utiliser, bien que d'autres dispositifs soient plus sensibles. Dans le paragraphe suivant, nous rappellerons le principe de la photodétection avant d'étudier plus précisément un exemple de photodétecteur : la photodiode PIN.

1.4.2 Principe de la photodétection

Les photons transmis par la fibre pénètrent dans le détecteur, constitué d'un matériau semi-conducteur. Absorbés, ils peuvent provoquer le passage d'électrons d'un état de la bande de valence à un état plus élevé de la bande de conduction. Dans cette dernière, les électrons moins liés deviennent libres. Le photon a donc laissé place à une paire électron-trou. Une différence de potentiel est appliquée afin d'empêcher l'électron de retomber dans son état le plus stable. Sous l'effet du champ électrique, les deux catégories de porteurs sont séparées et entraînées vers des zones où ils sont majoritaires (nommées P ou N). Les porteurs ainsi générés sont alors recueillis sous forme de photocourant. Le nombre de paires électron-trou est égal au nombre de photons absorbés [8].

Pour effectuer la photodétection en évitant les recombinaisons des paires électron-trou, il est nécessaire que les photons soient absorbés dans une zone dépourvue de porteurs mobiles, assimilable à une zone de charge d'espace d'une jonction PN, encore appelée zone déplétée. Pour favoriser le rendement quantique, il est préférable que cette zone soit large. D'où l'intérêt de la photodiode PIN.

1.4.3 Les photodiodes PIN

La principale qualité d'une photodiode PIN est que la composante d'entraînement du photocourant domine sur la composante diffusive simplement parce que la plupart de la puissance optique incidente est absorbée à l'intérieur de la zone I.

En effet, la zone I est placée entre la zone P et la zone N d'un semi-conducteur différent dont la bande interdite est choisie afin que les photons incidents soient absorbés seulement dans la zone I de la photodiode (figure 1.13).

Une photodiode PIN utilise généralement du matériau InGaAs pour la région I et du matériau InP pour les couches P et N.

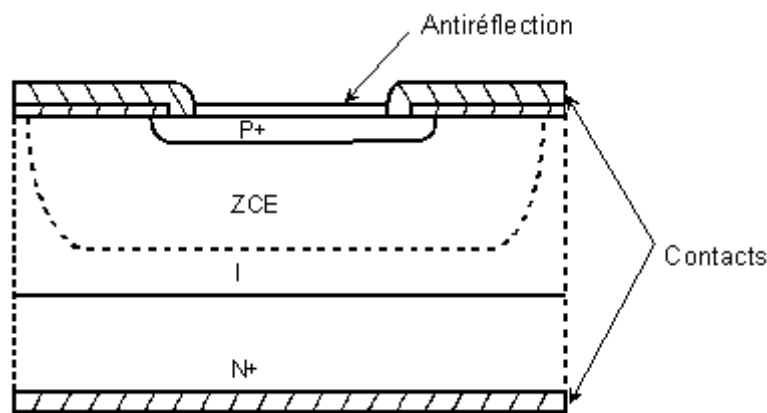


Figure 1. 13 Coupe transversale d'une photodiode PIN

Les paramètres importants, dépendant du matériau et de la structure, qui caractérisent une photodiode PIN sont la sensibilité, le courant d'obscurité et le temps de réponse.

Le photocourant I_{ph} est directement proportionnel à la puissance optique incidente P_{opt} selon la relation (1.14) :

$$I_{ph} = S P_{opt} + I_{obs} \quad (1.14)$$

où S est la sensibilité de la photodiode en A/W. S est typiquement proche de 0,9 A/W, mais peut être un peu plus faible suivant le photodétecteur et la longueur d'onde d'attaque λ . En effet, S s'exprime en fonction du rendement quantique η :

$$S = \frac{\eta q}{h\nu} = \frac{\eta q}{hc} \lambda \quad (1.15)$$

I_{obs} est le courant d'obscurité qui circule dans la jonction en l'absence d'éclairement. Ce courant ne provient donc pas des photons transmis par la fibre. Il peut avoir des origines multiples : génération thermique dans la zone intrinsèque, courants de surface, courants de fuite... Dans la plupart des applications ce courant est négligeable ($I_{obs} < 10$ nA). En ce qui concerne le temps de réponse, les meilleurs photodétecteurs actuels sont utilisables jusqu'à plus de 100 GHz [9].

Pour nos expérimentations, le choix d'une photodiode PIN s'imposait car le rapport signal à bruit est généralement meilleur qu'avec une photodiode à avalanche, pour peu que le niveau optique d'attaque soit assez fort.

1.5 Les éléments de connexion : la fibre optique

Le signal optique modulé est acheminé par une fibre optique (le canal de transmission) jusqu'au photodétecteur. Dans sa forme la plus simple, la fibre est constituée d'un cœur cylindrique de Silice entouré par une gaine dont l'indice de réfraction est plus faible que celui du cœur, tous les deux entourés d'une gaine de protection. Une fibre optique est donc un guide d'onde cylindrique diélectrique constituée de deux diélectriques de même axe, le cœur et la gaine.

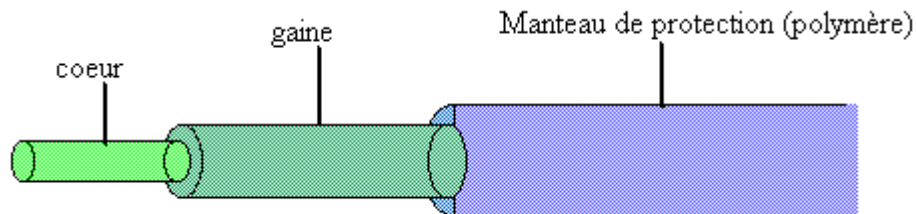


Figure 1. 14 Structure d'une fibre optique

Il existe deux types de fibres optiques: les fibres monomodes et les fibres multimodes. En fonction de leurs géométries internes, on peut distinguer deux catégories de fibres multimodes : à saut d'indice, si le changement d'indice entre cœur et gaine est brusque, ou à gradient d'indice si l'indice de réfraction décroît graduellement à l'intérieur du cœur (figure 1.15).

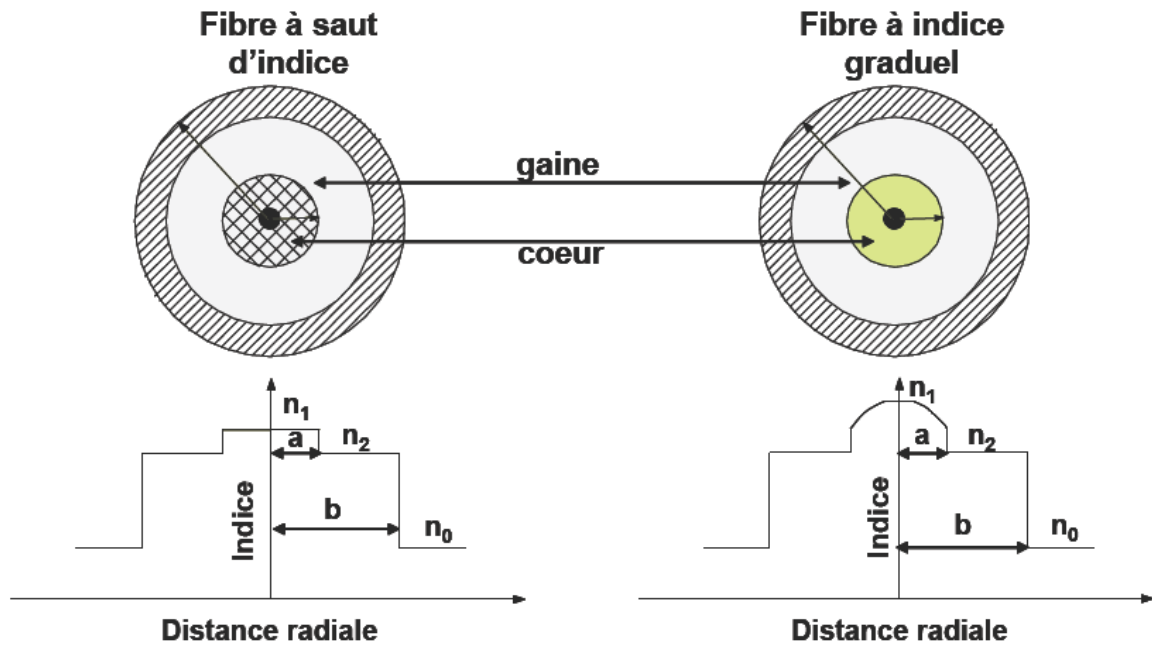


Figure 1. 15 Section transversale d'une fibre à saut d'indice et d'une fibre à indice graduel

La fibre optique en général, représente un support de transmission dont les nombreux avantages justifiant son introduction dans les systèmes de transmission sont donnés ci-après :

- **Performances de transmission** : Très faible atténuation, très grande bande utilisable, multiplexage possible.
- **Avantages de mise en oeuvre** : Très petite taille, grande souplesse, faible poids.
- **Sécurité électrique** : Isolation totale entre terminaux, utilisation possible en ambiance explosive ou sous de fortes tensions.
- **Sécurité électromagnétique** : Insensible aux parasites et n'en crée pas, inviolabilité presque totale.

Les principales caractéristiques qui déterminent le choix d'un type de fibre sont les suivantes :

- **L'atténuation** de la fibre optique dont les valeurs typiques vont de 10 dB/km pour une fibre multimode à saut d'indice à 850 nm, jusqu'à 0,2 dB/km pour une fibre monomode à 1550 nm (Tableau 1.1). Les principales sources d'atténuations sont caractérisées par le phénomène de diffusion qui provoque un changement dans la direction de l'onde qui se propage et par le phénomène d'absorption qui conduit à une disparition progressive de l'onde.

- **La dispersion** qui provoque l'élargissement des impulsions lumineuses le long du trajet dans la fibre d'où un risque de chevauchement des impulsions et donc une perte d'information. Cela détermine, en général, la capacité de transmission d'une fibre et donc sa bande passante (Tableau 1.1). En ce qui concerne la fibre monomode, elle est limitée par la dispersion chromatique (variation de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde, ce qui affecte la vitesse de l'onde) et la dispersion propre au mode qui se propage.

Type de fibre	Diamètre Coeur/Gaine	Atténuation (dB/km)			Bande Passante
		$\lambda = 850$ nm	$\lambda = 1300$ nm	$\lambda = 1550$ nm	
Monomode	9/125 μm	2	0,4	0,2	> 100 GHz.km à 1300 et 1550 μm
Multimode à gradient d'indice	50/125	2,5	0,72		200 à 400 MHz.km
	85/125	3,5	2		100 à 500 MHz.km
	100/140	5			100 à 400 MHz.km
Multimode à saut d'indice	Diamètre du Coeur : 200 à 600 μm	5 à 20 $\lambda = 850$ nm			10 à 20 MHz.km

Tableau 1.1 Comparaison des différents paramètres qui caractérisent les différents types de fibre

En effet, la fibre optique monomode classique 9/125 μm présente des pertes en fonction de la longueur d'onde des photons qui se propagent à l'intérieur de sa structure. Ces pertes sont dues à des causes différentes et sont montrées en figure 1.16. Comme il a été mentionné antérieurement, le minimum de pertes de la fibre se situe aux environs de 1,55 μm (0,2 dB/km), qui est la longueur d'onde la plus utilisée dans le domaine des télécommunications moyennes et longues distances.

Les performances en termes de faible atténuation et de large bande passante, nous amènent à utiliser des fibres monomodes à 1,55 μm .

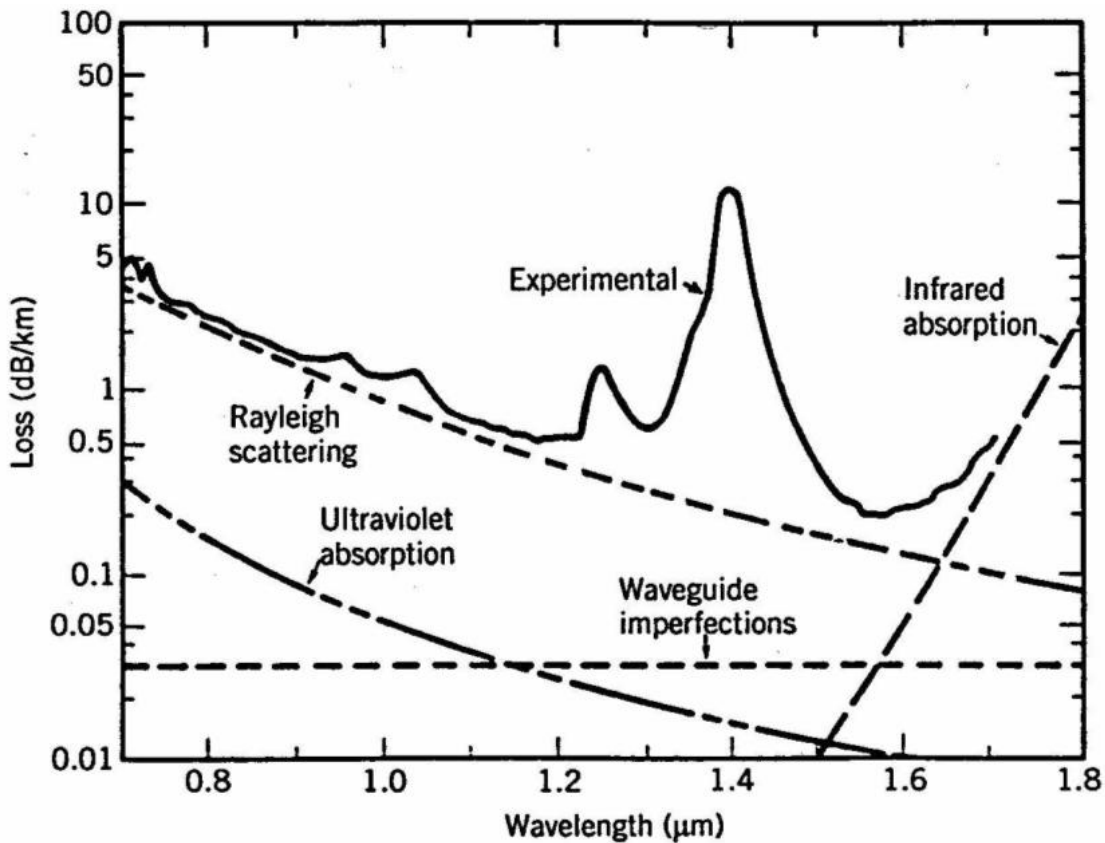


Figure 1. 16 Profil spectral des pertes d'une fibre monomode (d'après [20])

1.6 La bande spectrale de la liaison

Dans le cas de la modulation directe, la bande passante de la liaison est déterminée par les limites inférieures et supérieures de la réponse en fréquence de la diode laser ou de la photodiode.

La limite inférieure est fixée par les temps de polarisation du laser et de la photodiode, alors que la limite supérieure est déterminée par les fréquences de coupure de la diode laser et du photodétecteur. Normalement, c'est la fréquence de coupure de la diode laser qui constitue le paramètre le plus limitatif de la bande passante.

Dans le cas de la modulation externe, la réponse en fréquence du modulateur externe est aussi un élément limitatif de la bande passante de la liaison.

Ce type de données est habituellement fourni par les constructeurs. Toutefois, il est utile de les vérifier en utilisant un analyseur de réseau. La technique fait appel à des éléments pour lesquels la bande passante est large et a déjà été calibré. Par exemple, nous utilisons au LAAS

une photodiode Discovery DSC30S pour laquelle nous disposons d'une courbe de réponse en fréquence jusqu'à 30 GHz (figure 1.17). Cette photodiode permet de caractériser en fréquence divers modules laser, lesquels ensuite peuvent être utilisés pour tester autres photodiodes.

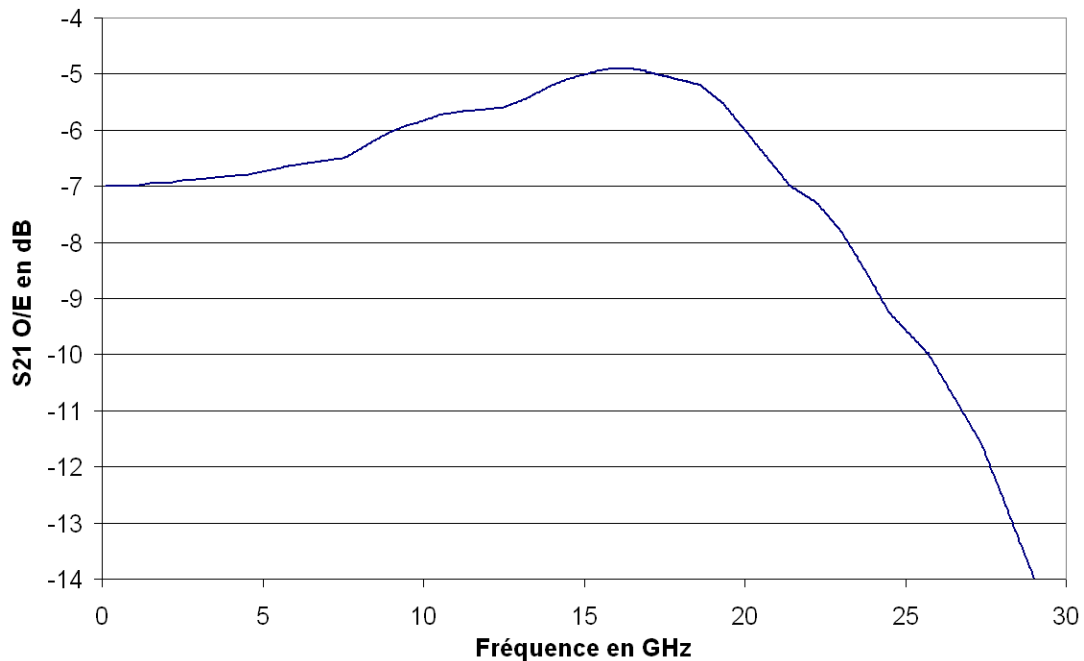


Figure 1. 17 S21 opto-électrique de la photodiode DSC30S

1.7 Le bruit de la chaîne

On peut distinguer deux types de perturbations : les perturbations externes à la liaison et le bruit propre des éléments de la chaîne optique.

1.7.1 Les perturbations extérieures

Il existe plusieurs causes de perturbations d'une transmission optique :

- bruit du canal de transmission (fluctuations de température de la fibre...) ;
- couplage de signaux parasites au niveau du récepteur (blindage, CEM...) ;
- bruit lié aux alimentations (secteur mal filtré...) ;
- vibrations mécaniques (vibrations des connecteurs optiques, de la fibre...)

Aux basses fréquences, on retrouve en particulier les perturbations dues aux alimentations, aux vibrations ou aux variations de température.

Techniques de protection

Plusieurs techniques permettent de protéger les liaisons optiques :

- contre les vibrations : mises en boîtier des composants, collages, protections contre les poussières, nettoyage préalable des fibres ;
- contre les fluctuations thermiques : isolation, modules Peltier sur le laser ;
- contre les signaux parasites : blindage type cage de Faraday, filtrage des alimentations par capacités de découplage.

Ces perturbations sont surtout nuisibles aux basses fréquences et donc près de la porteuse. Avec une bonne mise en boîtier des composants et des alimentations sur batteries, on évite déjà une part importante des perturbations de l'environnement.

1.7.2 Le bruit propre des éléments de la chaîne optique

1.7.2.1 Le bruit du laser

Le signal optique délivré par une diode laser présente des fluctuations en amplitude et en fréquence, même si le laser est polarisé avec un courant constant. Les deux mécanismes fondamentaux qui concourent à la génération du bruit sont l'émission spontanée et la recombinaison électron-trou.

Les équations d'évolution représentant le bilan des interactions entre les électrons N et les photons P sont donc modifiées par l'introduction d'un terme additif concernant le bruit appelé force de Langevin [10] et [22], comme il est montré en (1.16)

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= \frac{I}{q} - \frac{N}{\tau_n} - G \cdot P + F_N(t) + F_{N,1/f}(t) \\ \frac{dP}{dt} &= G \cdot P + R_{sp} - \frac{P}{\tau_p} + F_P(t) \end{aligned} \quad (1.16)$$

où $F_N(t)$, $F_{N,1/f}(t)$ et $F_P(t)$ sont les forces de Langevin.

(Nous expliquerons par la suite l'intérêt de l'introduction du terme $F_{N,1/f}(t)$).

La résolution de ces équations décrit les fluctuations d'amplitude optique du laser. On définit ainsi le bruit relatif d'intensité RIN (de l'anglais, « Relative Intensity Noise ») comme le rapport entre la densité spectrale des fluctuations du nombre de photons et le nombre de photons au carré, ou entre la densité spectrale de fluctuations de puissance optique et le carré de la puissance optique moyenne :

$$RIN(f) = \frac{\langle \Delta P_{opto}^2 \rangle}{P_{opto}^2} \quad (1.17)$$

Le RIN s'exprime en Hz^{-1} mais il est généralement présenté en décibel et donc s'exprime alors en dB/Hz, puisque le bruit est intégré dans 1 Hz de bande.

Un exemple de résultats de mesure du RIN haute fréquence est représenté en figure 1.18. Ces courbes montrent clairement la diminution du RIN quand le courant de polarisation augmente. On observe aussi la fréquence de résonance du laser et le pic de RIN correspondant.

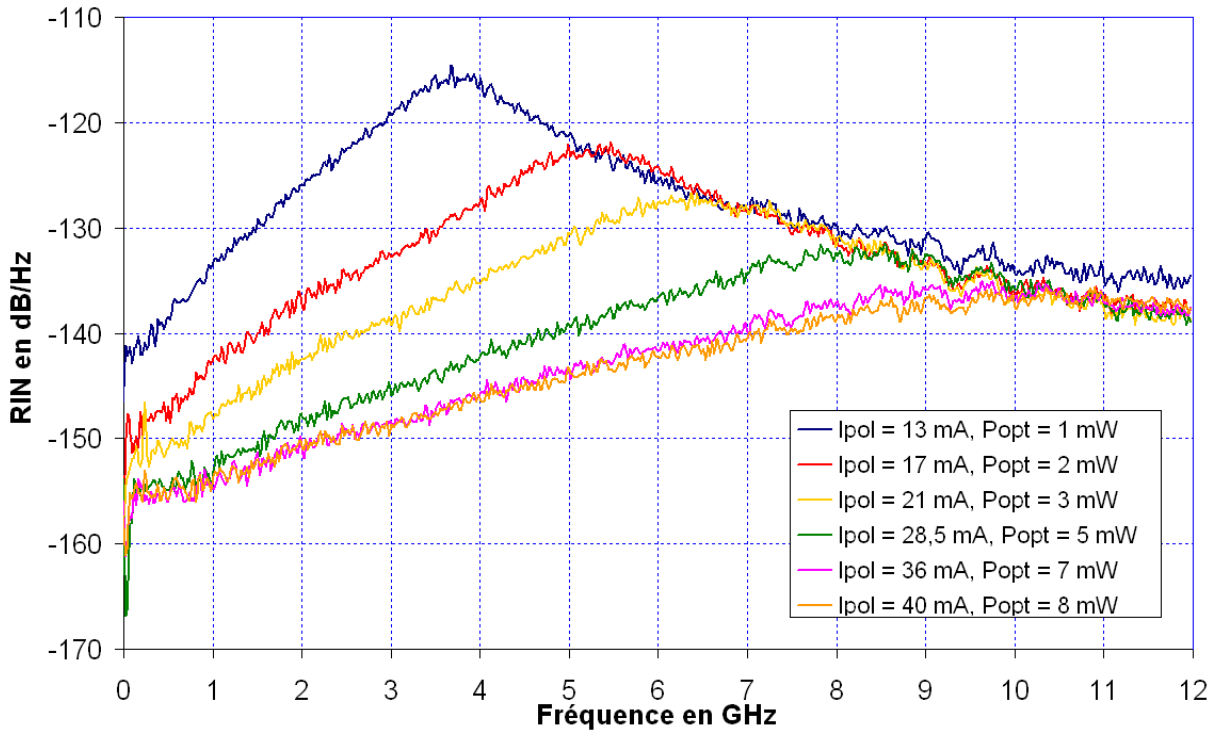


Figure 1. 13 RIN aux hautes fréquences du laser FU68-PDF en fonction de son courant de polarisation (et de la puissance optique émise)

Comme tout composant électronique, le laser possède aussi à des fréquences inférieures à quelques MHz une distribution spectrale du bruit qui est caractérisée par une remontée rapide du bruit suivant une pente en $1/f$, à laquelle se superposent parfois des composantes spectrales différentes (par exemple du bruit de génération recombinaison) [11], [12] et [13]. L'origine du bruit en $1/f$, en particulier dans les lasers, est malheureusement peu détaillée [14].

Dans une diode laser, les fluctuations optiques basse fréquence sont attribuées à des fluctuations électriques basse fréquence. C'est pour cette raison qu'il a été nécessaire, afin de modéliser correctement le bruit basse fréquence, d'introduire une source de bruit de langevin $F_{N,1/f}(t)$ unique sur les électrons dont la densité spectrale a une dépendance en $1/f$.

Ces deux composantes basses et hautes fréquences du RIN sont parfaitement indépendantes l'une de l'autre. Le chapitre 2 comprendra une étude complète de ce type de bruit à haute et à basse fréquence ainsi que la contribution du bruit de fréquence du laser.

1.7.2.2 Le bruit du photodétecteur

Les principales composantes de bruit liées aux récepteurs optiques sont les suivantes : le bruit de grenaille (de l'anglais, « shot noise »), le bruit thermique, le bruit en $1/f$ et le bruit de courant d'obscurité.

Nous allons maintenant définir les caractéristiques de chacune de ces composantes de bruit.

a) *Le bruit de grenaille ou « shot noise »*

Le bruit associé au passage de porteurs à travers une barrière de potentiel est normalement connu comme bruit de grenaille.

Dans le cas d'un photodétecteur, il est impossible d'effectuer une distinction entre le bruit de grenaille quantique qui dérive des photons détectés par la photodiode et le bruit de grenaille électronique qui dérive du flux de photocourant dans la jonction p-n à l'intérieur de la photodiode.

La densité spectrale normalisée du bruit de grenaille en courant s'écrit de la façon suivante :

$$i_n^2(f) = 2 q I_{ph} \quad (\text{en A}^2/\text{Hz}) \quad (1.18)$$

où :

- I_{ph} est le photocourant ;
- $q = 1,6 \times 10^{-19}$ C est la charge d'un électron.

b) Le bruit thermique

Le bruit thermique, ou bruit Johnson, est le résultat des fluctuations aléatoires des porteurs à l'intérieur d'une résistance par cause de l'agitation thermique et il est tout à fait comparable au mouvement brownien des particules.

La densité spectrale de courant de bruit thermique liée à la résistance de charge de la photodiode est donnée par la relation suivante :

$$i_{th}^2(f) = \frac{4kT}{R} \quad (\text{en A}^2/\text{Hz}) \quad (1.19)$$

où :

- $k = 1,38.10^{-23}$ J/K est la constante de Boltzmann ;
- T est la température en Kelvin;
- R est la résistance de charge de la photodiode.

c) Le bruit en 1/f

Les deux types de bruit précédents étaient des bruits blancs. Mais il existe d'autres types de bruits fondamentaux dont la densité spectrale n'est pas constante en fréquence. Il s'agit principalement de bruits à basse fréquence. Le plus connu est le bruit « en 1/f », connu aussi par bruit de scintillation (ou flicker noise) [17]. Ce dernier est présent dans tout composant parcouru par un courant et est proportionnel à ce courant à la puissance β .

$$i_{1/f}^2(f) = K \frac{I_0^\beta}{f^\gamma} \quad (\text{en A}^2/\text{Hz}) \quad (1.20)$$

Avec $\gamma \approx 1$ et $\beta \approx 2$ suivant les composants et les matériaux.

d) Le bruit de courant d'obscurité

Comme il a été expliqué antérieurement, avec ou sans illumination, le photodétecteur présente un courant de pertes qui dérive dans le cas d'une photodiode de la présence de recombinaison en surfaces et de parcours de fuite dans le matériau massif. Ce type de courant non souhaité et qui doit être de très faible valeur est appelé courant d'obscurité. La densité spectrale normalisée du bruit de courant d'obscurité s'écrit de la façon suivante :

$$i_{obs}^2(f) = 2 q I_{obs} \quad (\text{en A}^2/\text{Hz}) \quad (1.21)$$

où I_{obs} est la valeur moyenne du courant d'obscurité.

1.7.2.3 Le rapport signal sur bruit

Nous disposons maintenant de presque tous les éléments nécessaires pour définir le bruit total de la chaîne optique pour une liaison simple à modulation d'amplitude. Il nous faut simplement ajouter les fluctuations de courant ramenées par la fluctuation des photons émis et donc par le RIN du laser. Cette densité spectrale de courant s'exprime de la façon suivante:

$$i_{RIN}^2(f) = RIN(f) I_{Ph}^2 \quad (\text{en A}^2/\text{Hz}) \quad (1.22)$$

Nous pouvons maintenant exprimer la densité spectrale du bruit total :

$$P_{bruit_totale}(f) = R (P_{opt}^2 S^2 RIN(f) + \frac{4kT}{R} + 2 q (S P_{opt} + I_{obs})) \quad (\text{en W/Hz}) \quad (1.23)$$

où S est la sensibilité de la photodiode, P_{opt} la puissance optique moyenne sur le détecteur exprimée en Watt et R la résistance en charge de la photodiode.

La puissance électrique du signal sinusoïdal RF en sortie de la liaison s'exprime de son côté par :

$$P_{out_RF} = R I_{eff}^2 = R \frac{1}{2} m^2 S^2 P_{opt}^2 \quad (1.24)$$

où I_{eff} est le photocourant efficace lié aux fluctuations des photons et m est l'indice de modulation AM du laser.

Le taux de modulation est exprimé comme suit: $m = \frac{\Delta P_{\text{émetteur}}}{P_{\text{émetteur}}}$

Nous pouvons finalement donner la définition du rapport signal sur bruit (CNR) d'une liaison optique simple de la façon suivante :

$$CNR = \frac{P_{opt}^2 S^2 m^2}{2 (P_{opt}^2 S^2 RIN + \frac{4kT}{R} + 2q (S P_{opt} + I_{obs}))} \quad (1.25)$$

Dans l'équation 1.25, le terme au numérateur représente la puissance électrique sinusoïdale délivrée par la photodiode, et les trois termes au dénominateur représentent les contributions des différentes sources de bruit (respectivement, le RIN, le bruit thermique et le bruit Schottky).

Dans le cas d'une liaison optique sans pertes, c'est-à-dire à courte distance, et pour une puissance optique assez forte, le RIN est prépondérant devant le bruit Schottky et le bruit thermique. On a donc :

$$CNR = \frac{m^2}{2 RIN} \quad (1.26)$$

1.7.3 Introduction au bruit de phase de la liaison

Le bruit de phase traduit la stabilité à court et à moyen terme d'une source de fréquence. Lorsqu'un tel signal sinusoïdal passe à travers un système (par exemple, une liaison optique), il est modifié de deux manières différentes : par du bruit qui s'ajoute au signal (ce qui modifie le rapport signal sur bruit) et par des bruits de nature multiplicative (générés par les non-linéarités). Le bruit additif fixe généralement les performances du système loin de la porteuse, alors que le bruit multiplicatif se retrouve près de la porteuse [15], [16] et [23].

L'étude de la transmission d'un tel signal permet de qualifier complètement en bruit la chaîne optique.

Cette partie a pour but de définir le bruit de phase de la liaison : paramètre qui va être le thème principal de ce manuscrit.

Mathématiquement, un signal purement sinusoïdal (figure 1.19) est décrit par l'expression suivante :

$$V(t) = V_0 \sin(2\pi f_0 t) \quad (1.27)$$

où V_0 est l'amplitude du signal et f_0 est la fréquence de la porteuse du signal.

En réalité, un signal RF ou micro-onde généré par un oscillateur est affecté de perturbations aléatoires (figure 1.19). Il est donc représenté par l'expression suivante :

$$V(t) = (V_0 + \Delta V_0(t)) \sin(2\pi f_0 t + \Delta\varphi_0(t)) \quad (1.28)$$

où ΔV_0 et $\Delta\varphi_0$ sont des signaux dépendants du temps de façon aléatoire, ils représentent respectivement les fluctuations d'amplitude et de phase (ou bruit de phase) du signal.

La principale conséquence de ces fluctuations est que le spectre du signal RF ou micro-onde présente des bandes latérales de bruit autour de la porteuse.

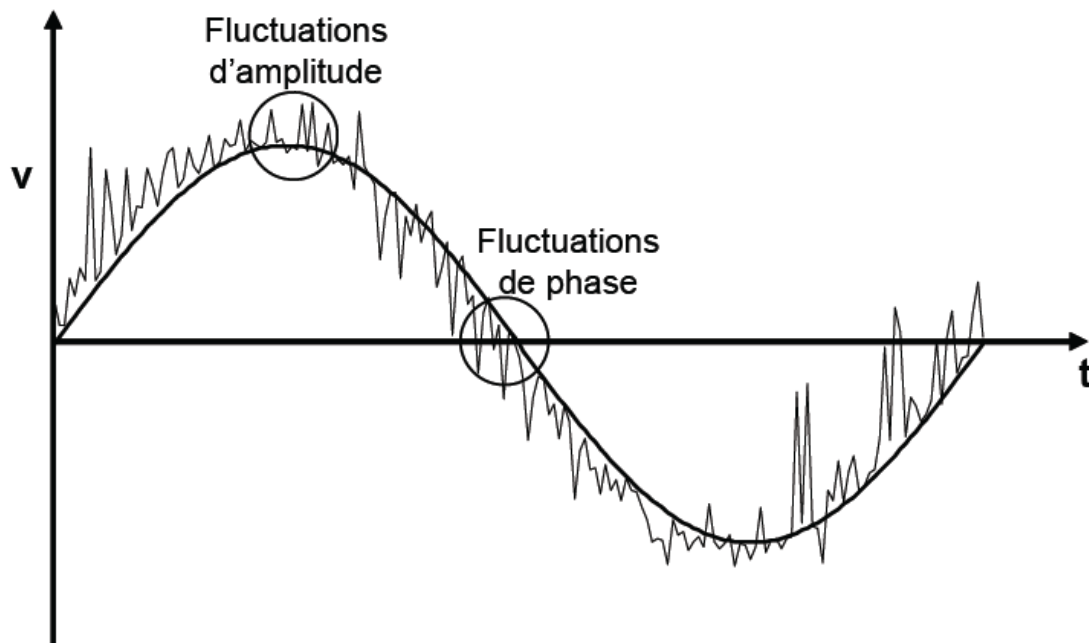


Figure 1. 19 Signal sinusoïdal affecté de perturbations aléatoires (fluctuations d'amplitude, de phase) superposé à un signal sinusoïdal pur

Tout d'abord, une première description du bruit de phase est fournie par le terme S_φ qui représente la densité spectrale de fluctuations de phase dans une bande de 1 Hz. Ce terme décrit les fluctuations de phase en fonction de la distance à la porteuse f_m [15].

On peut exprimer aussi la puissance de bruit de phase en utilisant la grandeur $L(f_m)$ qui représente la densité spectrale simple bande et est reliée à $S_\varphi(f_m)$ par l'expression suivante :

$$L(f_m) = \frac{S_\varphi(f_m)}{2} \quad (1.29)$$

Ce terme correspond, pour de faibles indices de modulation, au rapport entre la puissance de bruit d'une bande latérale et la puissance de la porteuse (figure 1. 20). Par

conséquent, il représente un paramètre directement accessible sur un analyseur de spectre. Il est généralement exprimé en décibels avec l'unité dBc/Hz (c : « carrier ») et il constitue le terme le plus utilisé dans la littérature.

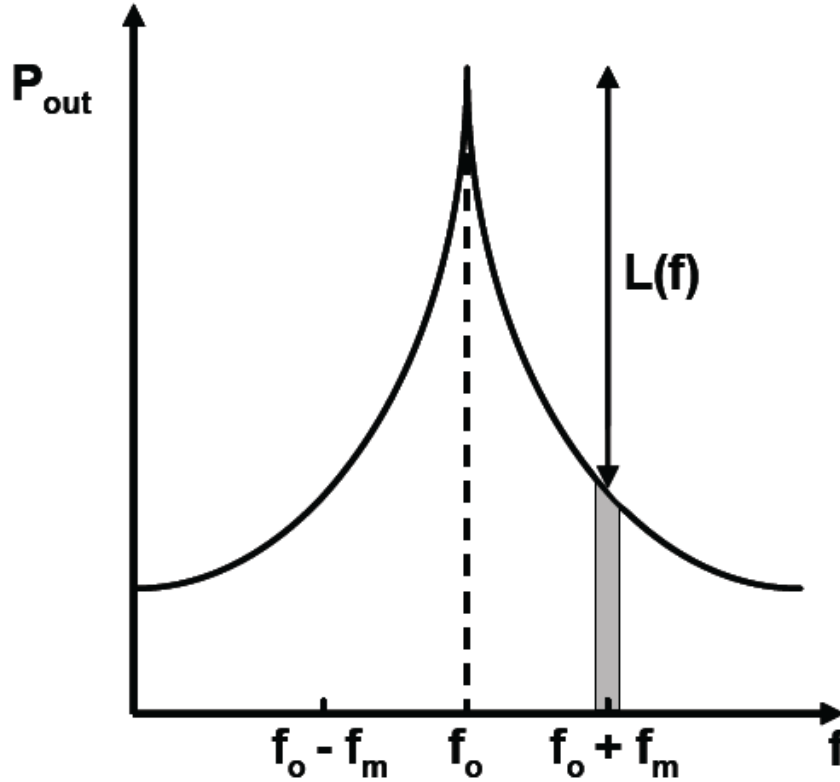


Figure 1. 20 Spectre de puissance d'un signal RF, le bruit de phase $L(f)$ est représenté ici pour un faible indice de modulation (typiquement $L(f) < -40$ dBc/Hz)

A partir du rapport signal à bruit (exprimé en 1.25), on peut exprimer le plancher de bruit de phase de nos liaisons optiques par :

$$L(f)_{\text{plancher de bruit optique}} = \frac{1}{2 \text{ CNR}} \quad (\text{en dBc/Hz}) \quad (1.30)$$

Plancher auquel il faudra rajouter le bruit en $1/f$.

Ainsi, en remplaçant le CNR par son expression établie en (1.25), on déduit que :

$$L(f)_{\text{plancher de bruit optique}} = \frac{P_{opt}^2 S^2 RIN + \frac{4kT}{R} + 2q(S P_{opt} + I_{obs})}{P_{opt}^2 S^2 m^2} \quad (\text{en dBc/Hz}) \quad (1.31)$$

Afin de déterminer quel est le paramètre prédominant dans le plancher de bruit de phase établi en 1.31, nous avons procédé en un premier temps à une simulation tout en tenant compte des paramètres réels des composants utilisés, à savoir :

- Un laser avec une puissance maximale d'environ 60 mW et un RIN de l'ordre de -160 dB/Hz à 10 GHz.
- Une photodiode d'une sensibilité de 0,8 A/W environ et une résistance de charge R égale à 50 Ω .

Dans ce cas, l'indice de modulation du laser est égal à 0,5.

Grâce à cette étude nous avons pu constater que le RIN devient le paramètre prédominant dans l'expression de $L(f)$ (cf. équation 1.31) dans le cas des puissances optiques assez fortes (supérieures à 10 dBm) (figure 1.21).

D'autre part, nous avons pu vérifier expérimentalement l'évolution du plancher de bruit de phase en fonction de la puissance optique reçue par la photodiode, en la faisant varier à l'aide d'un atténuateur optique variable (la puissance du laser restant constante).

On retrouve bien sur la figure 1.22 la tendance des différentes contributions montrées séparément sur la figure 1.21.

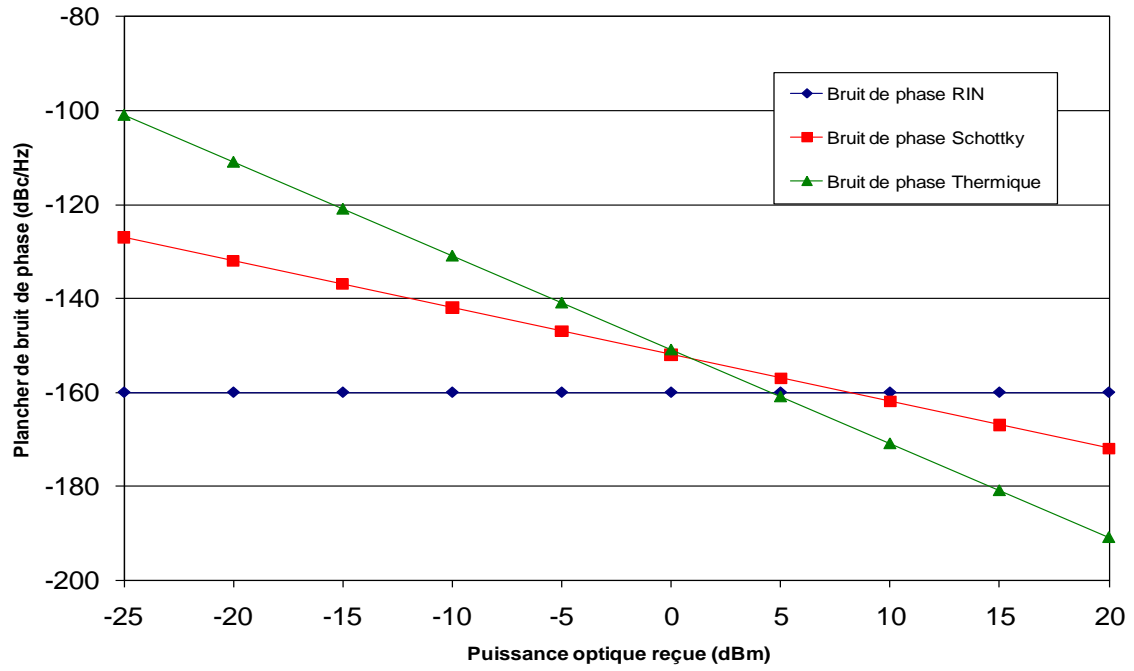


Figure 1. 21 Les contributions en bruit de phase des différentes sources de bruit (RIN, bruit Schottky et bruit thermique)

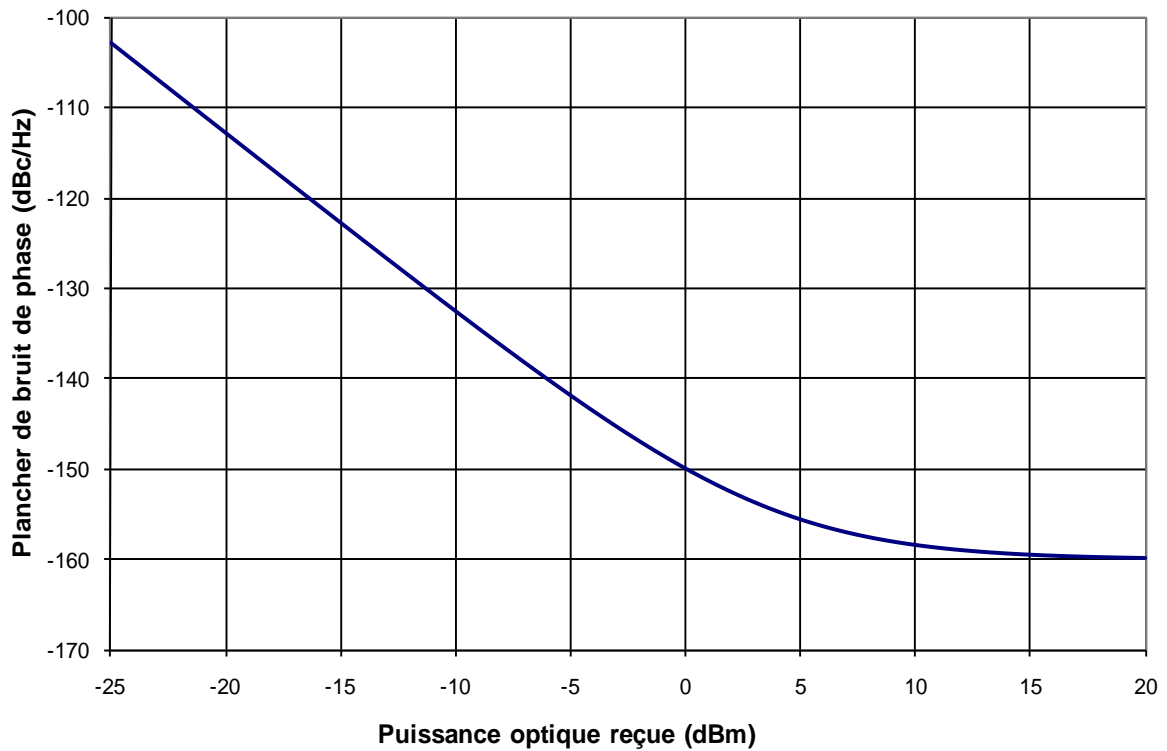


Figure 1. 22 Evolution du plancher de bruit de phase en fonction de la puissance optique reçue

1.8 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre le principe de fonctionnement des dispositifs qui font partie d'une liaison optique analogique et les caractéristiques fondamentales de la liaison.

Ensuite, nous nous sommes occupés d'évaluer les performances de la liaison en termes de bruit.

Nous pouvons maintenant regarder les effets introduits par la chaîne optique sur le signal RF ou micro-onde transmis.

Dans le chapitre suivant, nous nous occuperons surtout de la qualité du signal optique émis par les diodes lasers et des différentes contributions de bruit dans ce type de composants.

Bibliographie

- [1] **Guillaume Belleville**, "Etude des diodes lasers à émission par la surface", Thèse présentée à l'Université de Montpellier II, 2000.
- [2] **Rodney Tucker et David Pope**, "Microwave Circuit Models of Semiconductor Injection Lasers", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.31, n°3, Mars 1983, pp. 289 – 294.
- [3] **R. Menna, A. Komissarov, M. Maiorov, V. Khalfin, L. DiMarco, J. Connolly et D. Garbuzov**, "High Power 1550 nm Distributed Feedback Lasers with 440 mW CW Output Power for Telecommunication Applications", Conference on Lasers and Electro-Optics postdeadline papers, CPD12-1, (IEEE/LEOS and OSA, 2001).
- [4] **T. Ido, S. Tanaka, M. Suzuki, M. Koizumi, H. Sano, H. Inoue**, « Ultra-high-speed multiple-quantum-well electro-absorption optical modulators with integrated waveguides », Journal of lightwave technology, vol. 14, no. 9, September 1996, pp. 2026-2034.
- [5] **CARENCO A.**, "Composants actifs, Systèmes optiques", Institut d'Etudes Scientifiques de Cargèse, Ecole d'été, Juillet 1991, pp. 93-143.
- [6] **K. Kawanishi, Y. Yamauchi, N. Mineo, Y. Shibuya, H. Murai, K. Yamada, H. Wada**, « EAM-Integrated DFB laser Modules with more than 40 GHz bandwidth », IEEE photonics technology letters, vol. 13, no. 9, September 2001, pp. 954-956.
- [7] **K. Noguchi, O. Mitomi, H. Miyazawa**, « Millimeter-Wave Ti: LiNbO₃ optical modulators », Journal of lightwave technology, vol.16, no. 4, April 1998, pp. 615-619.
- [8] **CASSAN E.**, « Une introduction aux télécommunications optiques par la simulation de systèmes simples », Journal sur l'enseignement des sciences et technologies de l'information et des systèmes, EDP Sciences, 2002, Vol. 3.
- [9] **Sergei Malyshev et Alexander Chizh**, "State of the art high-speed photodetectors for microwave photonics application", 15th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications, Varsovie (Pologne), Mai 2004, pp. 765 – 7.

- [10] **Amar Bdeoui, Anne-Laure Billabert, Nicolas Breuil et Christian Rumelhard**, "Direct modulation of a laser by a microwave signal : A model for 1/f amplitude and phase noises", Proceedings of the 33rd European Microwave Conference, Munich (Allemagne), 2003, pp. 1409 – 1412.
- [11] **C. B. Su, J. Schlafer**, « Explanation of low frequency relative intensity noise in semiconductor lasers », Applied physics letters, vol. 57, no. 9, August 1990.
- [12] **R. J. Fronen, L. K. J. Vandamme**, « Low-frequency Intensity Noise in Semiconductors lasers », IEEE Journal of quantum electronics, vol. 24, no. 5, May 1988, pp.724-736.
- [13] **P. Signoret, G. Belleville, B. Orsal**, « Experimental investigation of the 1/f amplitude noise of vertical-cavity-surface-emitting-laser », Fluctuation and noise letters, Word scientific publishing company vol. 1, no. 1, L1-L5, 2001.
- [14] **E. Milotti**, « Le bruit en 1/f », Pour la science, n°246 Avril 1998, pp 88-93.
- [15] **Gianandrea Quadri**, « Contribution à l'étude de liaisons optiques analogiques pour la distribution de signaux de référence en gammes RF et micro-ondes », Thèse présentée à l'Université Paul-Sabatier de Toulouse, 2004.
- [16] **Rainee Simons**, "Optical Control of Microwave Devices", Artech House, Boston (Etats-Unis), 1990.
- [17] **Enrico Rubiola, Ertan Salik, Nan Yu et Lute Maleki**, "Flicker Noise in High-Speed p-i-n Photodiodes", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.54, n°2, Février 2006, pp. 816 – 820.
- [18] **S. U. Alam, R. Wixey, L. Hickey, K. H. Yla-Jarkko, et M. N. Zervas**, "High power, single-mode, single frequency DFB fibre laser at 1550 nm in MOPA configuration," in Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference and Photonic Applications Systems Technologies, Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2004), paper CMK7.
- [19] **Gapontsev, D. ; Platonov, N. ; Meleshkevich, M. ; Mishechkin, O. ; Shkurikhin, O. ; Agger, S. ; Varming, P. ; Poysen, J.H. ;** "20W single-frequency fiber laser operating at 1.93 um" Lasers and Electro-Optics, 2007. CLEO 2007.

- [20] **Govind P. Agrawal**, 'Fiber-optic communication systems', ISBN 0-471-17540-4, 2nd edition, Kai Chang, 1997.

- [21] **B. Onillon**, « Liaisons optiques faible bruit pour la distribution de références de fréquences micro-ondes » Thèse de doctorat, rapport LAAS N° 06687, université Paul Sabatier, Toulouse, 2006.

- [22] **Larry Coldren et Scott Corzine**, "Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits", Wiley Series in Microwave and Optical Engineering, New York (Etats-Unis), 1995.

- [23] **G. Cibiel**, « Contribution à l'analyse d'amplificateurs micro-ondes à très faible bruit de phase. Application à la réalisation d'une source à très haute pureté spectrale en bande C », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, Déc. 2003.

Chapitre 2

Méetrologie en bruit des lasers

2.1 Introduction

Malgré d'importants progrès réalisés dans ce domaine, le bruit reste une problématique majeure des télécommunications. Il limite le niveau de détection des récepteurs, la bande passante des signaux numériques et impose l'utilisation de systèmes de filtrage complexes.

Traditionnellement, dans le cas de transmissions électromagnétiques câblées ou aériennes, le canal de transmission, soumis à l'influence des variations des champs magnétiques environnants, est la principale source de dégradation du signal. L'utilisation de liaisons à fibre optique permet d'affranchir la transmission de l'influence des variations du champ électromagnétique. En contrepartie le bruit des émetteurs et des récepteurs optoélectroniques est devenu plus important [10].

Ce chapitre est consacré aux techniques de mesures du bruit de lasers DFB, à savoir le bruit d'amplitude (connu aussi par le RIN du laser), le bruit de fréquence et la largeur de raie.

2.2 Métrologie en bruit des lasers (AM, largeur de raie, FM)

Comme toute source de fréquence, le laser comprend deux composantes de bruit : le bruit d'amplitude, évalué par le RIN, et le bruit de fréquence. L'objectif de ce paragraphe est de définir chacune de ces composantes et surtout, de présenter les techniques permettant de les mesurer.

2.2.1 RIN du laser

Nous avons déjà défini au chapitre précédent le bruit relatif d'intensité RIN (Relative Intensity Noise) d'un laser, qui caractérise les fluctuations relatives d'amplitude d'une source optique. Il existe plusieurs configurations de bancs de mesures de RIN. L'objectif de ce paragraphe est de décrire certaines de ces configurations, ainsi que leur domaine d'utilisation.

2.2.1.1 RIN basse fréquence

Pour caractériser ce spectre de RIN basse fréquence (ou RIN-BF), il suffit de maîtriser les techniques de mesure de bruit basse fréquence des composants électroniques. Le matériel et la méthodologie sont en effet très similaires à ceux utilisés pour la mesure de bruit basse fréquence d'un dipôle : diode, résistance...

La configuration expérimentale utilisée au LAAS [1] pour effectuer la mesure du RIN basse fréquence est montrée en figure 2. 1.

Pour la mesure du RIN basse fréquence nous avons utilisé un analyseur de spectre FFT basse fréquence, permettant d'obtenir à la fois une bonne résolution en fréquence et un bon plancher de bruit (de l'ordre de $10 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour l'Avantest R9211B au-delà de 1 kHz).

Tout d'abord, le laser et la photodiode de réception doivent être polarisés sur batteries, ce qui permet d'éviter une contribution trop importante du signal à 50 Hz issu des alimentations secteur.

L'ensemble du dispositif (laser + photodétecteur + amplificateur + alimentations) doit être placé dans une cage de Faraday reliée à la terre du laboratoire. Ceci permet en effet de limiter les perturbations extérieures : rayonnement des écrans, des néons, alimentations des appareils externes à la cage...

Nous avons tenté également d'isoler au mieux le laser et la photodiode des vibrations mécaniques.

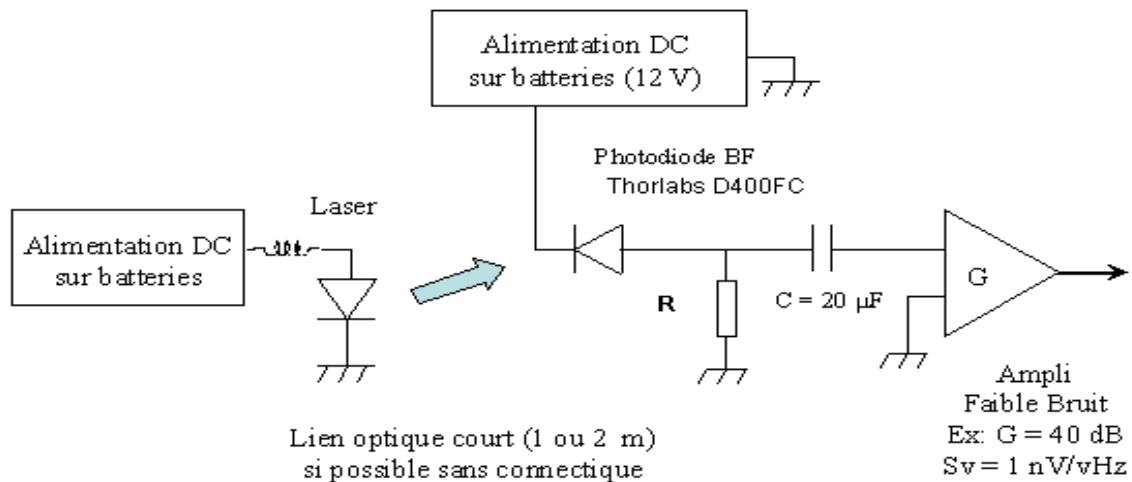


Figure 2. 1 montage utilisé pour la mesure du RIN basse fréquence : 2.5 Hz à 100 kHz

L'ensemble de l'expérience doit être placée dans une cage de Faraday

Pour transformer le signal issu de la photodiode (fluctuation de courant) en un signal mesurable à l'analyseur de spectre, il est nécessaire de le convertir en tension. Pour cela, deux solutions s'offrent à nous : utiliser un amplificateur transimpédance ou faire débiter la photodiode dans une charge de forte valeur et mesurer la fluctuation de tension aux bornes de cette charge. Lorsqu'on s'intéresse à un signal basse fréquence (en dessous de 100 kHz), un calcul simple montre que le plancher de bruit obtenu par ces deux techniques est très proche. Par commodité, à cause de la disponibilité au laboratoire de nombreux amplificateurs en tension, nous avons adopté la deuxième technique. Tous ces amplificateurs présentent un plancher de bruit de l'ordre de 1 nV/ \sqrt Hz, et un gain en tension allant de 40 dB à 60 dB.

En ce qui concerne la composante en 1/f, il est difficile de savoir si elle provient du laser ou de la photodiode, bien que, tout comme pour le plancher de bruit, il est fort probable qu'à forte puissance optique elle soit liée au laser. Un moyen de déterminer de façon définitive si le bruit en 1/f observé est lié au laser consiste à dédoubler l'étage de détection et à effectuer une mesure en corrélation sur deux photodiodes identiques et recevant une puissance également identique.

Lorsque le montage est bien équilibré, le bruit propre des deux photodiodes s'élimine par corrélation, et seul reste le bruit du laser qui représente la partie corrélée du bruit des deux photodétecteurs [21].

Nous donnons sur la figure 2.2, un exemple de courbes mesurées sur le laser DFB EM253, et avec ce montage. La composante « en $1/f$ » des fluctuations d'amplitude BF du laser est très clairement mise en évidence sur ces mesures. Le RIN est bien sûr plus faible pour des polarisations élevées, ceci est valable aussi bien pour le plancher que pour la composante en $1/f$.

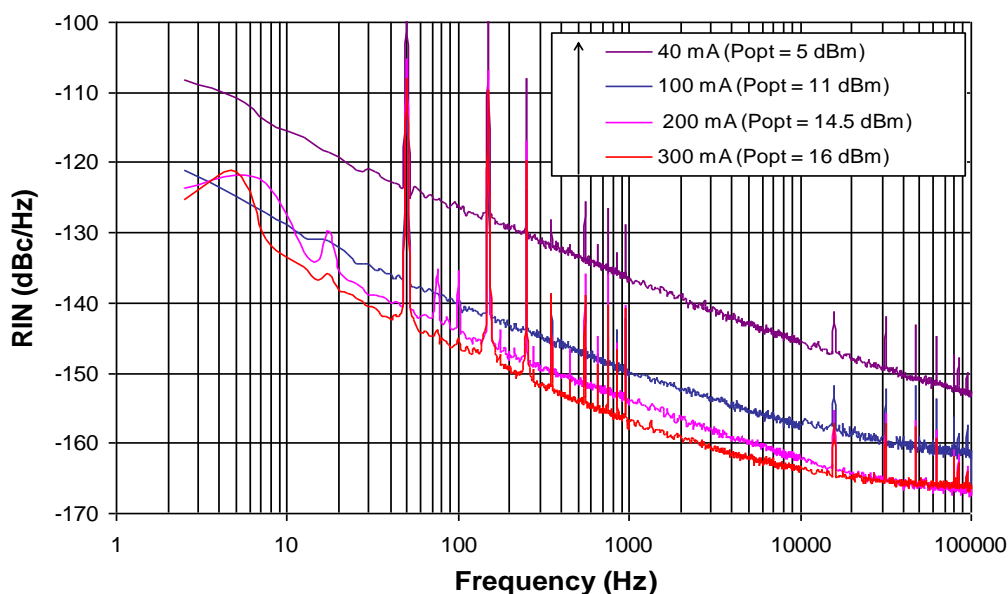


Figure 2. 2 Mesures de RIN-BF du laser DFB EM253 à différentes valeurs de courant de polarisation (et différentes puissances optiques)

2.2.1.2 RIN haute fréquence

La mesure du RIN haute fréquence se présente aujourd'hui sous la forme de deux configurations différentes : une configuration large bande (DC-15 GHz), qui utilise une photodiode amplifiée (Thorlabs PDA8GS) et une configuration bande étroite (5-19 GHz), plus sensible, qui utilise une photodiode simple (Discovery DSC-30S) suivie d'un amplificateur faible bruit. La séparation de la fonction photodiode et de la fonction amplification permet le découplage DC avant amplification, ce qui autorise des puissances optiques nettement supérieures sur la photodiode et donc un meilleur rapport signal/bruit (l'introduction d'un atténuateur optique dégrade le plancher de RIN dans des proportions importantes). La première configuration est donc utilisée pour les lasers de qualité moyenne,

ou lorsqu'on souhaite essayer de raccorder les spectres des basses fréquences vers les hautes fréquences. La seconde configuration est destinée à spécifier le RIN de lasers de grande qualité [1].

Le spectre du RIN haute fréquence dans le cas de la configuration bande étroite est montré en figure 2.3. L'étude a été réalisée sur le laser EM253 à différentes valeurs de courants de polarisation et donc à différentes valeurs de puissances émises.

Nous avons obtenu un plancher de RIN inférieur à -160 dB/Hz, ce qui correspond à une amélioration de 5 à 10 dB par rapport aux DFB 20 mW (cf. Annexe 1). Cette amélioration doit se retrouver sur le rapport signal/ bruit et sur le plancher (additif) de bruit de phase.

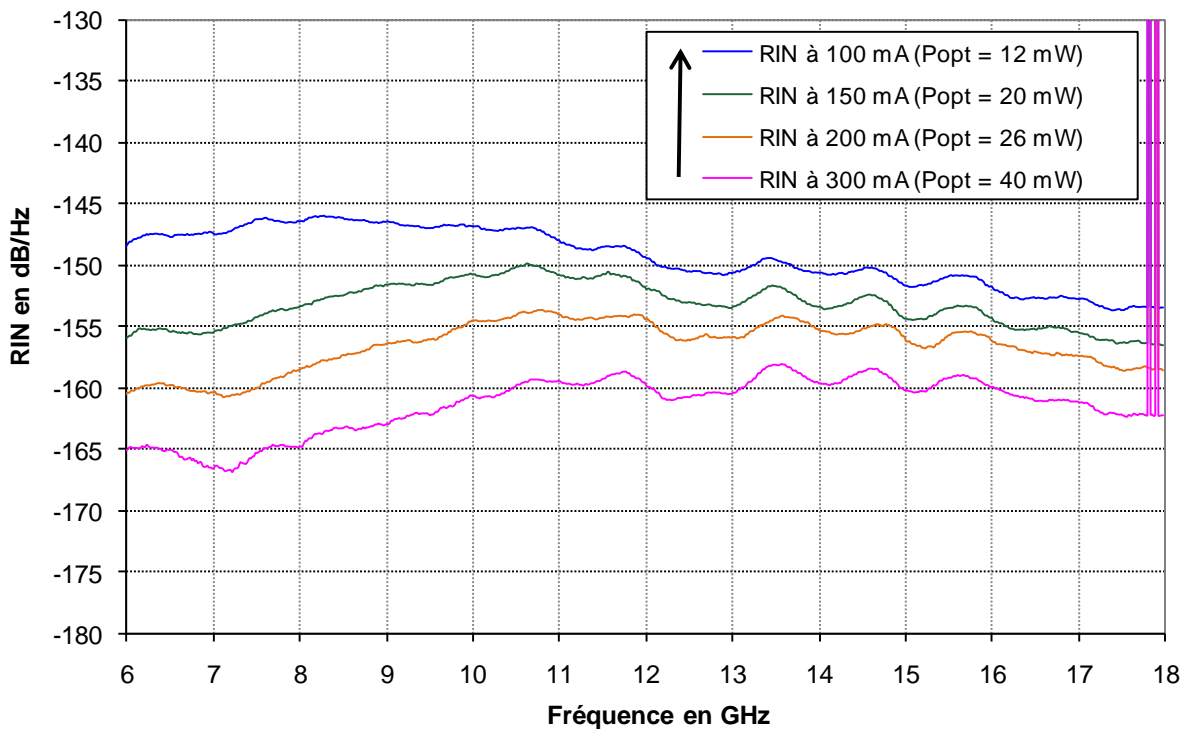


Figure 2. 3 RIN aux hautes fréquences du laser EM253 à différentes valeurs de courant de polarisation.

2.2.2 Largeur de raie du laser

2.2.2.1 Origine de ce phénomène :

La largeur de raie d'un laser est principalement liée au phénomène de l'émission spontanée de photons au sein de la cavité laser. Le photon généré par cette émission spontanée, a une amplitude, une phase et une fréquence aléatoire. En se couplant à l'émission stimulée, on a le schéma de principe de la figure 2.4.

On peut représenter l'onde laser uniquement par son champ électrique présentant une partie réelle et une partie imaginaire. Sur la figure 2.4, la contribution de l'émission stimulée à ce champ est représentée par le vecteur en gras, d'amplitude et de phase constantes. Lorsque des photons issus de l'émission spontanée viennent se coupler à l'émission laser, il en résulte un continuum de vecteurs entre deux vecteurs extrêmes représentés en pointillés, qui est à l'origine de la largeur de raie $\Delta\nu$.

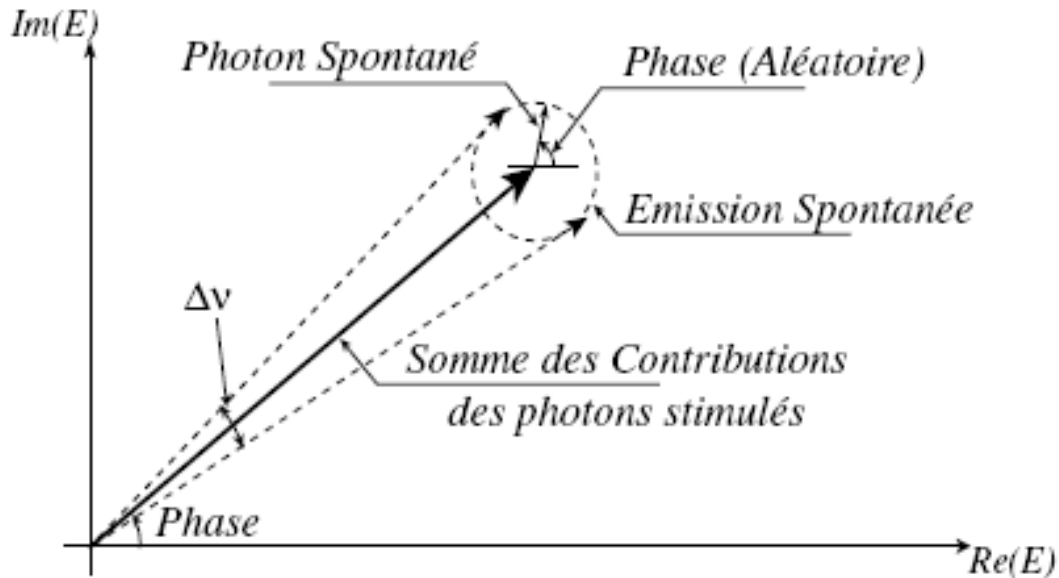


Figure 2. 4 Origine de la largeur de raie

Dans un laser à semiconducteur, il existe un élargissement de la raie laser dû à un phénomène appelé couplage phase / amplitude.

Cette théorie a été développée par C. Henry [3], et a donné naissance à une quantité rendant compte de cette caractéristique des lasers à semiconducteur : le facteur d'élargissement de la raie laser ou facteur de Henry α

On a :

$$\alpha = \frac{\Delta n_r}{\Delta n_i} \quad (2.1)$$

Δn_r et Δn_i sont respectivement les fluctuations de la partie réelle et la de la partie imaginaire de l'indice de réfraction.

Il a été montré que le couplage entre les fluctuations de la phase et celles de l'intensité augmente la largeur de raie d'un facteur $(1 + \alpha^2)$ [3].

On peut donc comprendre qu'il existe un lien très étroit entre la largeur de raie et le facteur de Henry que l'on peut expliciter par l'expression analytique suivante [3]:

$$\Delta\nu = \frac{v_g^2 h\nu g_{th} n_{sp} \alpha_m (1 + \alpha^2)}{8\pi P_{opt}} \quad (2.2)$$

où :

- v_g est la vitesse de groupe ($v_g = \frac{c}{n}$)
- g_{th} est le coefficient de gain au seuil (déjà défini en chapitre 1).
- P_{opt} est la puissance optique émise et n_{sp} est le coefficient de l'émission spontanée.

On considère que le laser est soumis à un élargissement homogène (donc de forme lorentzienne [6]) où $\Delta\nu$ représente la largeur à mi-maximum.

Cette largeur de raie est inversement proportionnelle à la puissance optique émise. (Résultat énoncé par Schawles and Townes en 1958) [5].

On a donc pour un spectre lorentzien : $\Delta\nu = \frac{1}{\pi\tau_c}$ où τ_c est le temps de cohérence¹ du laser. Cette relation montre bien que la largeur de raie est inversement proportionnelle au temps de cohérence du laser. Ce dernier, peut être diminué par plusieurs phénomènes aléatoires, surtout par l'émission spontanée, entraînant ainsi, une fluctuation de phase et de fréquence.

Toutefois, lorsque la puissance du laser devient relativement élevée cette relation peut ne plus être valable, et la largeur de raie du laser peut, dans certains cas et selon certaines conditions subir un re-élargissement [7]. Cet effet a été observé lors de l'étude expérimentale du laser EM253 (cf. figure 2.7).

2.2.2.2 Techniques et résultats de mesures

La mesure de la largeur de raie $\Delta\nu$ consiste à ramener la raie laser à des fréquences "électroniques" (quelques GHz), par mélange avec un autre laser (Mesure Hétérodyne) de référence ou avec ce même laser lui-même retardé (Mesure Homodyne ou Self-Heterodyne). Nous donnerons ici une brève description de chacune de ces trois méthodes [4] :

¹ La cohérence temporelle informe sur le caractère monochromatique de l'onde.

Hétérodyne : on compare les fluctuations de fréquence du laser à une référence constituée d'un second laser (en général, un laser accordable), présentant de meilleures performances en pureté spectrale. Le premier est laser sous test, et l'autre est le laser de référence (LO).

Le résultat du mélange des deux lasers sur une photodiode est analysé sur un analyseur de spectre RF.

Si la stabilité relative des deux lasers est insuffisante, il pourra être nécessaire de réaliser un verrouillage du laser de référence sur le laser sous test.

Homodyne : on compare le laser à lui-même, en prenant soin de décorrélérer le signal mesuré du signal de référence en induisant un retard très supérieur au temps de cohérence du laser.

Self-Heterodyne : il s'agit de la technique homodyne, améliorée par un décalage en fréquence introduit par un générateur RF pour éviter les problèmes de détection liés au bruit en $1/f$.

Dans ce qui va suivre, nous allons développer la méthode « Homodyne » qui présente l'avantage d'être d'une configuration plus simple. Aussi, nous présenterons les résultats de mesure issus de cette méthode.

Un schéma du montage est présenté à la figure 2.5. Le faisceau laser est divisé à l'aide d'un coupleur 50/50, en deux parties entre les branches 1 et 2 de l'interféromètre. Ces deux parties du faisceau effectuent deux trajets différents. La lumière se propageant dans la branche 1 subit un retard temporel τ_0 par rapport à celle se propageant dans la branche 2, puisque son trajet dans la fibre optique est plus long.

Lorsque τ_0 est beaucoup plus grand ($\tau_0 = \frac{Ln}{c} = 9,3\mu s$ pour une longueur $L = 2$ km) que le temps de cohérence τ_c du laser mesuré ($\tau_c = \frac{1}{\pi \Delta\nu} \approx 65$ ns), on peut considérer que les deux signaux des branches 1 et 2 sont décorrélés.

La somme des branches 1 et 2 est ensuite envoyée sur un photodétecteur.

Le contrôleur de polarisation permet de comparer les rotations de polarisation d'une voie par rapport à l'autre.

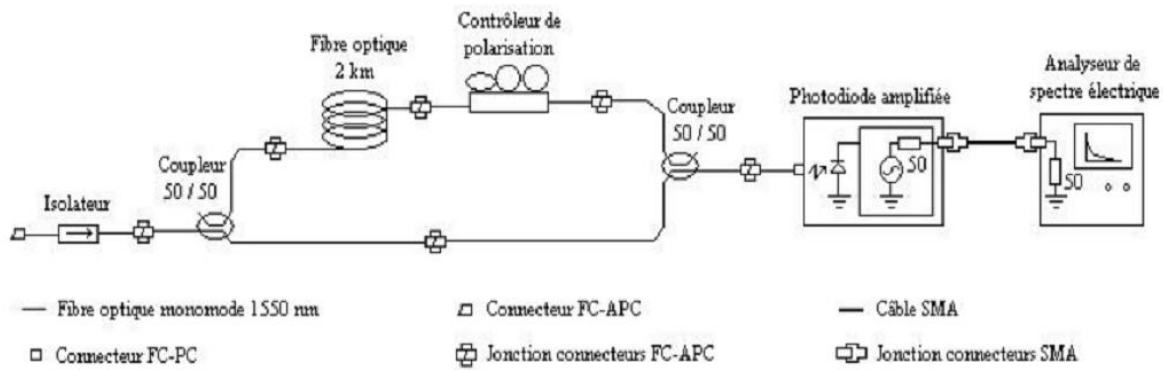


Figure 2. 5 Schéma du montage utilisé dans la méthode Homodyne

♣ **Procédure de mesure:**

En faisant varier le courant de polarisation I_{pol} du laser (donc sa puissance optique), tout en fixant sa température à $T = 25^\circ\text{C}$, nous avons pu récupérer à l'aide d'un analyseur de spectre les densités spectrales de puissances représentés en figures 2.6 et 2.7 pour les deux lasers DFB (FU68-PDF et EM253 respectivement) et avec la technique Homodyne.

Ensuite, nous avons pu déduire les courbes qui représentent la largeur de raie de chacun des lasers en fonction de la puissance optique émise (figures 2.8 et 2.9).

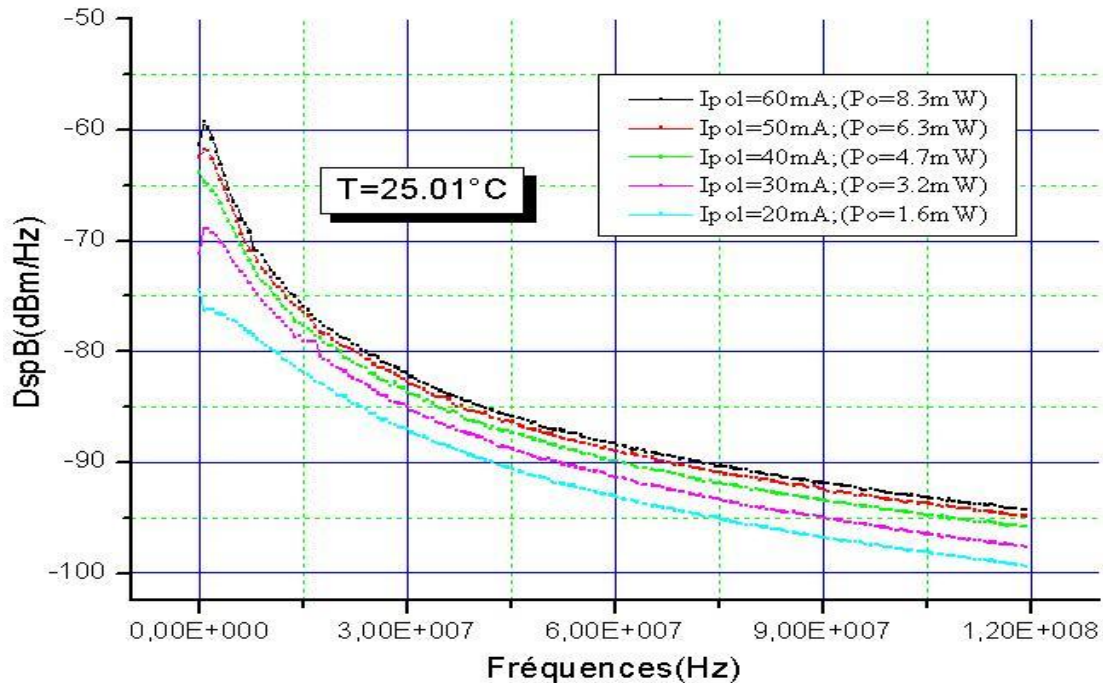


Figure 2. 6 Le spectre de puissance du Laser DFB FU68DFB de Mitsubishi (en Homodyne) pour différents courants de polarisation

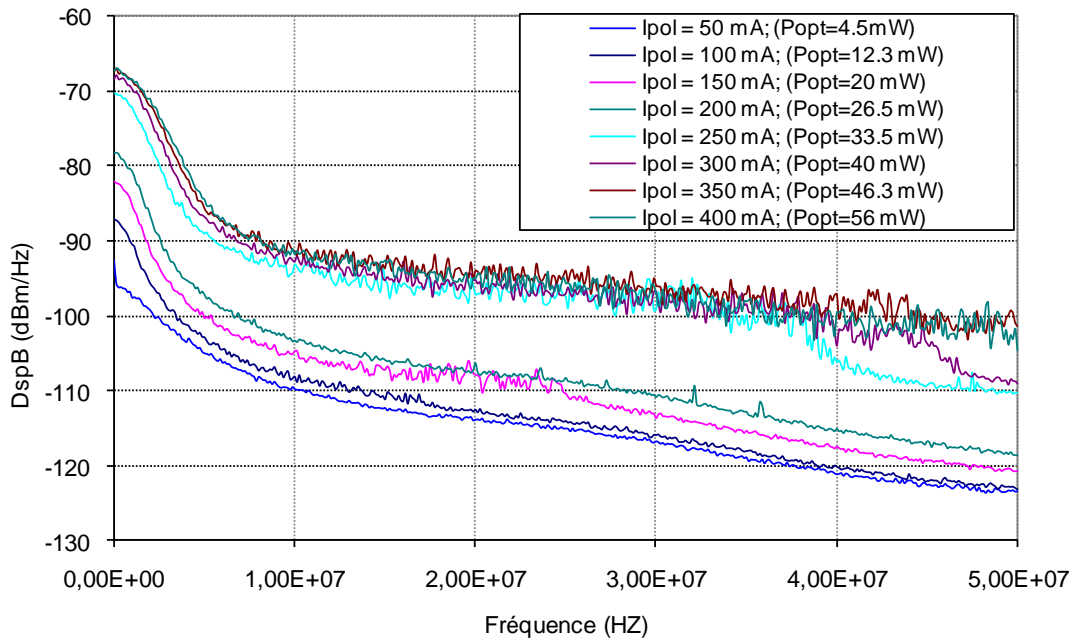


Figure 2. 7 Le spectre de puissance du Laser DFB EM253 (en Homodyne) pour différents courants de polarisation

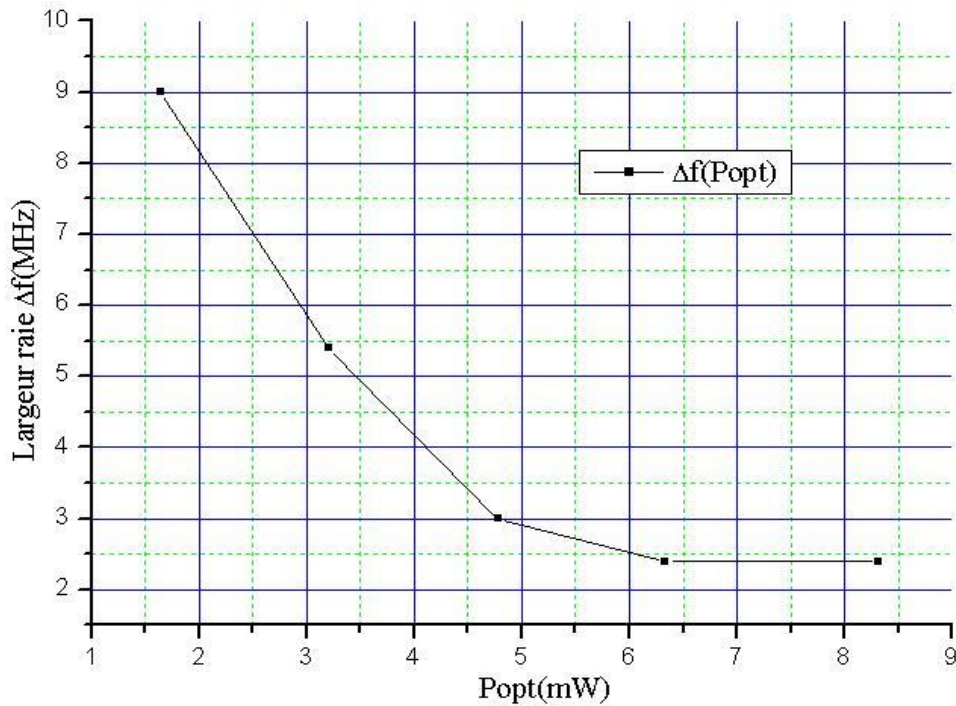


Figure 2. 8 . Largeur de raie en fonction de la puissance optique du Laser DFB FU68PDF

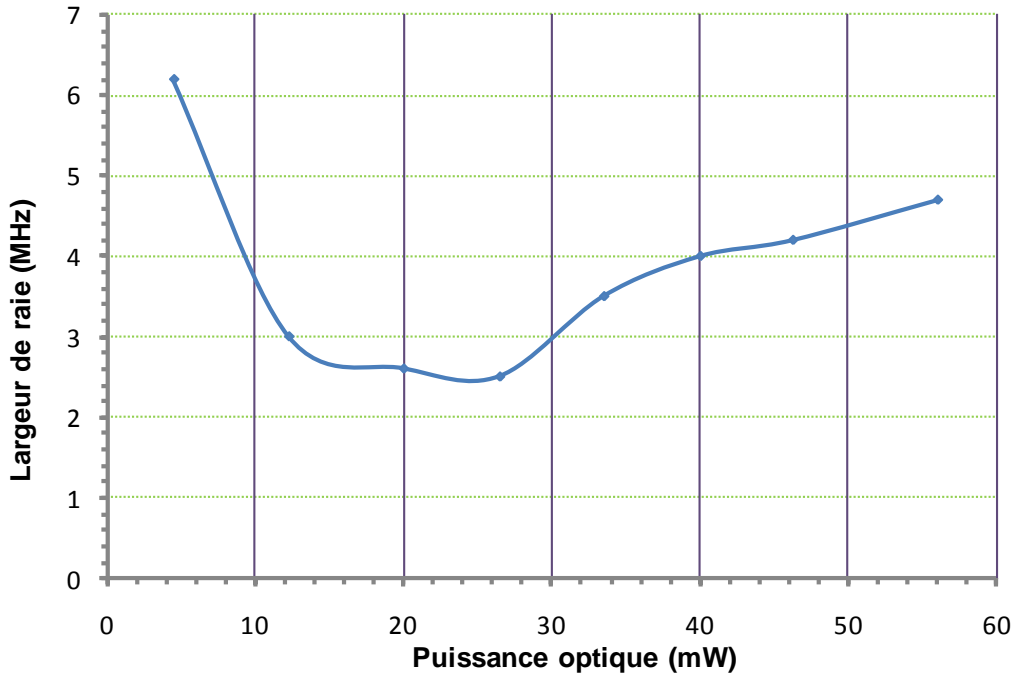


Figure 2. 9 Largeur de raie en fonction de la puissance optique du Laser DFB EM253

2.2.3 Bruit de fréquence

2.2.3.1 Définition du bruit de fréquence

La notion de bruit de fréquence est intimement liée à celle de largeur de raie. Le bruit désigne une variation aléatoire d'une grandeur autour d'une valeur moyenne stable, la grandeur physique caractérisant le bruit est la densité spectrale de puissance de bruit. Elle traduit la répartition fréquentielle de la valeur quadratique moyenne des fluctuations.

Ainsi, dans notre cas, la valeur moyenne connue est la fréquence centrale ν_0 émise par le laser. Le bruit de fréquence est défini par la densité spectrale de puissance de bruit de fréquence $S_\nu(f)$ exprimée en (Hz^2/Hz) . De même, le bruit de phase du laser $S_\varphi(f)$ s'exprime en (rad^2/Hz) et peut être relié au bruit de fréquence par :

$$S_\varphi(f) = \frac{S_\nu(f)}{f^2} \quad (2.3)$$

La figure 2.10 montre un exemple de densité spectrale de puissance de bruit de fréquence de différents lasers. En ce qui concerne le laser à semi-conducteur, on note un comportement de bruit ($1/f$) jusqu'à 100kHz, suivi d'un plateau de bruit blanc.

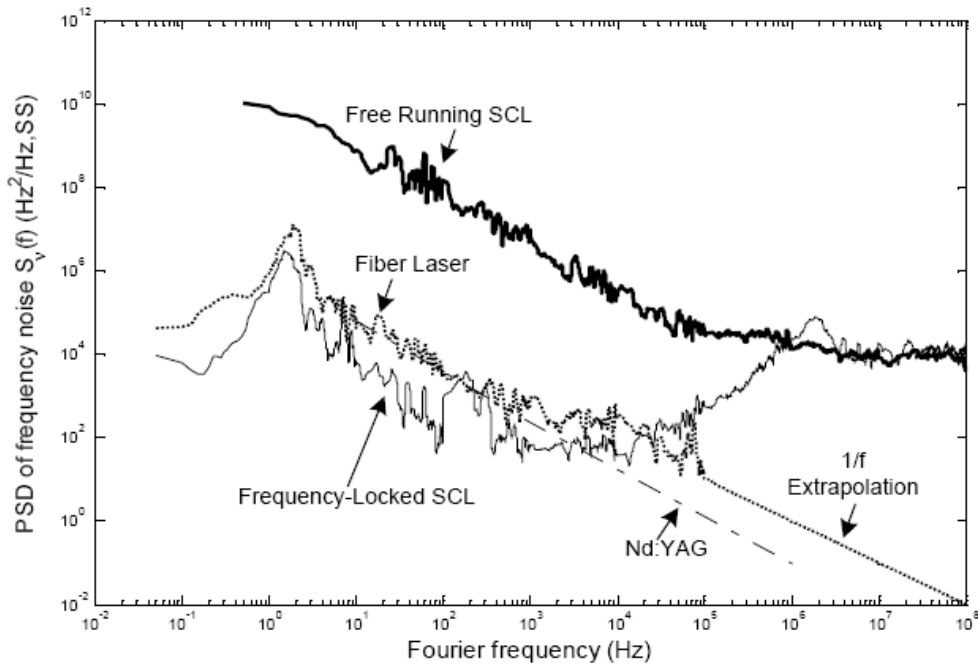


Figure 2. 10 Exemple de spectre de bruit de fréquence de plusieurs lasers [8]

2.2.3.2 Le discriminateur de fréquence

La mesure de bruit de fréquence d'un laser à semiconducteur suppose la réalisation d'un banc de mesure pour lequel la détection des fluctuations de fréquence sera largement majoritaire par rapport à la détection (parasite) des fluctuations d'amplitude. Classiquement, la mesure d'une puissance optique, fluctuante ou non, s'effectue à l'aide d'une photodiode. Toutefois, cette dernière mesure l'intensité lumineuse qu'elle reçoit, c'est à dire le module au carré du champ électrique. Aussi, si l'on veut être capable de mesurer des variations de fréquence du champ, il faut avoir un moyen de transformer ces variations de fréquence du champ en variations d'amplitude au niveau de la photodiode (des variations de photocourant sont illustrées sur la figure 2.11). Pour cela, comme dans le cas de la démodulation de fréquence micro-ondes, on utilise un discriminateur de fréquence.

Les discriminateurs de fréquence les plus simples sont les systèmes interférométriques : en retardant l'onde dans un bras de l'interféromètre, mais en conservant un retard faible par rapport au temps de cohérence du laser (contrairement à la mesure de largeur de raie où le but recherché était la décorrélation totale des signaux), et en mélangeant les deux signaux sur un composant non-linéaire (ici, une photodiode), on obtient une image des fluctuations de

fréquence de la source sous test. Le calcul de ce parcours est le même en hyperfréquence (discriminateur à ligne à retard) et en optique.

Cependant, la grandeur mesurée n'est pas directement le bruit de fréquence, mais une grandeur qui lui est liée via quelques transformations mathématiques [9].

Le détail des équations qui règlent le fonctionnement du discriminateur à ligne à retard sera abordé en chapitre 4.

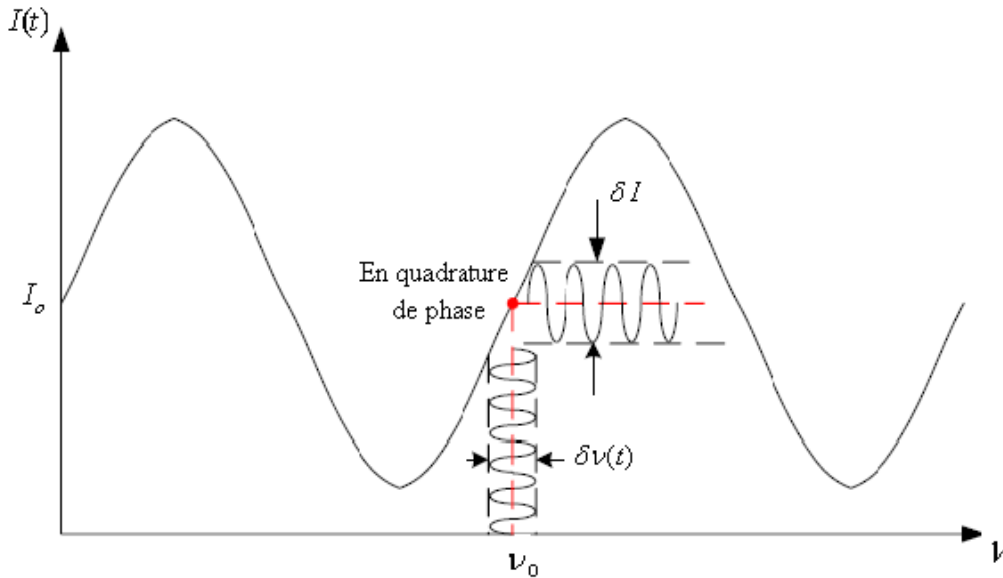


Figure 2. 11 Le discriminateur de fréquence interférométrique

Comme nous pouvons l'observer sur la figure 2.11 :

$$\nu(t) = \nu_0 + \delta\nu(t) \quad (2.4)$$

Avec ν_0 est la fréquence optique moyenne et $\delta\nu(t)$ les petites fluctuations de fréquence. L'interférence optique induit un photocourant qui est donné par :

$$I(t) \cong I_0 + \Delta I. \cos (2\pi\nu_0\tau_0 + 2\pi\delta\nu(t)\tau_0) \quad (2.5)$$

τ_0 représente le temps de retard à travers l'interféromètre, ΔI est l'amplitude maximale de variations de photo-courant dues à l'interférence optique.

En quadrature de phase, les petites variations de courant sont linéairement proportionnelles aux fluctuations de fréquence, la sensibilité du discriminateur est donnée par :

$$\frac{\delta I}{\delta\nu} \cong 2\pi\tau_0. \Delta I \quad (2.6)$$

Le facteur $2\pi\tau_o\Delta I$ est généralement appelé « le facteur de discriminateur » [4]. Ce facteur est très important, vu qu'il permet de calculer directement les variations de la porteuse optique du Laser. C'est un paramètre nécessaire à obtenir pour calibrer le discriminateur de fréquence.

Afin de maintenir les variations de phase petites en quadrature, l'approximation $\sin(\theta) \cong \theta$ doit rester valable. Avec dans notre cas, $\theta = 2\pi\delta\nu(t)\tau_o$

Donc la fréquence optique ne devrait pas trop changer durant le temps de retard (τ_o). Cette contrainte peut être notée mathématiquement par :

$$\Delta\Phi(t) = 2\pi \int_t^{t+\tau_o} \delta\nu(t) \cong 2\pi\delta\nu(t)\tau_o \ll 1 \quad (2.7)$$

En transposant cette relation au cas aléatoire et en notant « $S_o(f)$ » la densité spectrale des fluctuations de fréquence, et en utilisant la relation linéaire, la densité spectrale de puissance (DSP) mesurée de photocourant « $S_i(f)$ » aux variations de fréquence optique s'exprime par :

$$S_i(f) = (2\pi\tau_o\Delta I)^2 \cdot S_o(f) \quad (2.8)$$

Avec : $2\pi\delta\nu(t)\tau_o \ll 1$

Sous certaines hypothèses sur la forme spectrale, la largeur de raie fondamentale (bruit blanc de fréquence et spectre lorentzien) peut être déterminée à partir de la densité spectrale de fluctuations de fréquence. Pour un laser CW qui a un spectre lorentzien, la DSP de fréquence optique est reliée à la largeur de raie $\Delta\nu$ par [9] :

$$S_o(f) = \frac{\Delta\nu}{\pi} \quad (2.9)$$

2.2.3.3 Mesure de bruit de fréquence [11]

Contrairement à la mesure de largeur de raie, la mesure du bruit de fréquence des lasers reste assez complexe. Ainsi, un banc spécifique a été mis en œuvre pour la mesure de ce type de bruit pour des lasers de télécommunication (1550 nm). La méthode est celle du discriminateur de fréquence présentée dans le paragraphe précédent.

Nous allons plus particulièrement nous intéresser aux fluctuations de fréquence basse fréquence (ou en $1/f$) (les mesures sont effectuées dans une cage de Faraday), C'est-à-dire dans une gamme de fréquence de l'ordre de 1 Hz à 100 kHz.

Le laser doit être polarisé sur batteries, ce qui permet d'éviter le signal de 50Hz issu des alimentations secteur. La longueur de la ligne à retard (fibre optique) ($l_d \sim 1\text{m}$) est cette fois largement inférieure à la longueur de cohérence du Laser ($l_c \sim$ une centaine de mètres).

La mesure en mode cohérent est beaucoup plus sensible au trajet optique entre les deux bras de l'interféromètre, et aux fluctuations de ce trajet, par exemple celles causées par les variations de la température.

Pour stabiliser les fluctuations de sortie du montage, on peut protéger l'interféromètre dans une boîte permettant de l'isoler des fluctuations de température, courants d'air, vibration,... Cette boîte comporte un isolant intérieur (mousse) et une plaque de cuivre pour assurer une forte constante thermique.

La ligne à retard optique courte est utilisée dans ce cas, pour convertir les fluctuations de fréquence du laser en fluctuations de phase et ces dernières sont par la suite détectées par une photodiode agissant comme un mélangeur dans le cas micro-onde [9]. Il est possible aussi d'utiliser deux photodiodes en « tête-bêche » (figure 2.12).

En effet, lorsque la différence de phase entre les deux entrées des photodiodes est égale à 90° degrés, (autrement dit : en quadrature de phase) le photodétecteur (mélangeur) est plus sensible aux fluctuations de phase qu'aux fluctuations d'amplitude.

D'autre part, dans cette région ($\sim 90^\circ$ degrés) la relation fréquence- tension de sortie est quasi-linéaire.

♣ Le calibrage et le coefficient du discriminateur

L'étape la plus délicate dans la manipulation est le calibrage du système.

La constante (coefficient) du discriminateur K_m est une constante de proportionnalité entre les fluctuations de fréquence du laser et les fluctuations de la tension de sortie du discriminateur qui s'exprime par :

$$K_m = \frac{\Delta V}{\Delta f} \quad (2.10)$$

Pour calibrer le banc de mesure, il faut calculer cette constante K_m .

Or, on sait bien que la fréquence optique du laser est sensible à la température et au courant de polarisation. Nous avons donc essayé de calibrer le système en utilisant le calibrage par une variation du courant de polarisation.

L'idée est de faire varier le courant de polarisation I_0 du laser et par suite prélever la valeur de la tension de sortie correspondante.

D'après (2.10), K_m peut être exprimé par : $K_m = \frac{\Delta V}{\Delta I_0} \cdot \frac{\Delta I_0}{\Delta f}$

D'autre part, $\frac{\Delta I_0}{\Delta f} = \frac{\Delta I_0}{\Delta \lambda} \cdot \frac{\Delta \lambda}{\Delta f}$ avec $\frac{\Delta \lambda}{\Delta f} = \frac{\lambda^2}{c}$

et $\frac{\Delta \lambda}{\Delta I_0}$ est la variation de la longueur d'onde du laser en fonction de son courant de polarisation qui a été au préalable relevée à l'aide d'un analyseur de spectre optique (OSA) :

$$\frac{\Delta \lambda}{\Delta I_0} = 7.5 \text{ pm/mA. (avec le laser à température fixe : } T = 25^\circ\text{C)}$$

Grâce à ces calculs, nous pouvons déduire le coefficient $\frac{\Delta I_0}{\Delta f} \cong 10^{-12} \text{ A/Hz}$

Les valeurs de $\frac{\Delta V}{\Delta I_0}$ (Les pentes au voisinage de 0_{DC}) changent en fonction du courant de polarisation du laser.

Enfin, nous pouvons déduire la constante du discriminateur K_m correspondante à chaque valeur du courant de polarisation.

On constate effectivement un changement important de cette dernière en fonction de la puissance du laser, d'où l'importance du calibrage.

D'autre part, à l'aide de l'analyseur de spectre FFT, nous avons pu mesurer la DSP correspondante à chaque valeur de photo-courant « $S_i(f)$ ».

Enfin, la relation entre « $S_i(f)$ » (en A^2/Hz) et « $S_v(f)$ » (en Hz^2/Hz) établie en 2.8, nous permet d'écrire :

$$S_v(f) = \frac{S_i(f)}{K_m^2}, \text{ et ainsi de déduire les valeurs de « } S_v(f) \text{ » pour chaque courant.}$$

La mesure du bruit de fréquence en $1/f$ du laser EM253 est présentée dans la figure 2.13. Contrairement aux données RIN, le bruit de fréquence en $1/f$ diminue quand le courant de polarisation augmente. Le choix du courant de polarisation du laser est donc difficile et ne peut être basé seulement sur ces deux mesures.

En effet, nous devons déterminer laquelle de ces deux contributions est prédominante dans le bruit de phase en $1/f$ observé en sortie du système. Cette étude sera présentée dans le chapitre 4, paragraphe 4.4.3.

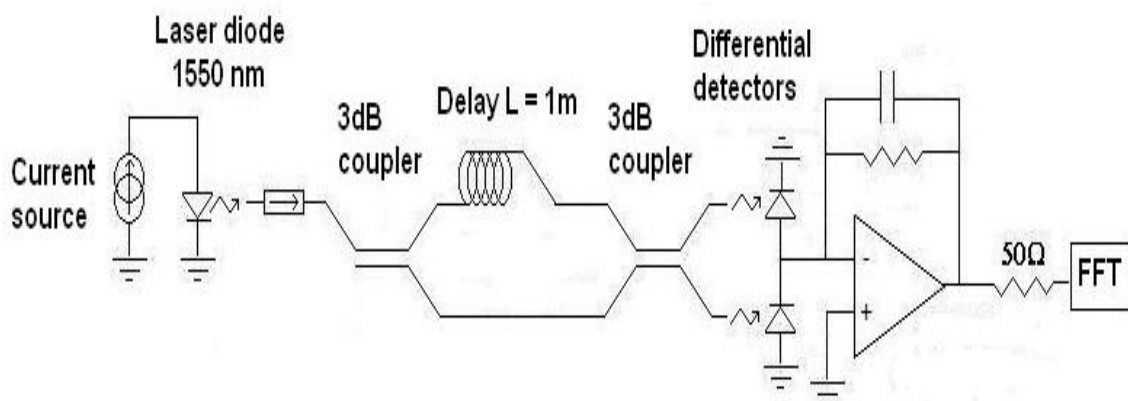


Figure 2. 12 Banc de mesure du bruit de fréquence (basé sur le principe du discriminateur de fréquence)

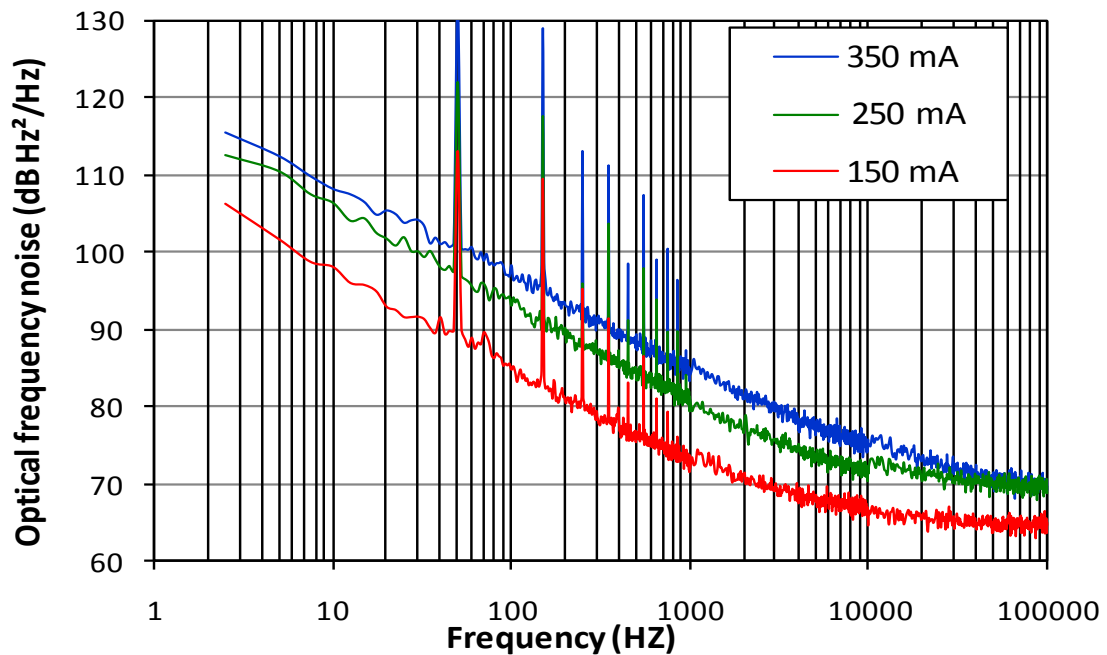


Figure 2. 13 Mesure du bruit de fréquence BF du laser EM253 en fonction de son courant de polarisation

2.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté différentes approches pour la métrologie en bruit des lasers. Grâce à ces approches, nous avons pu quantifier chacune des principales contributions en bruit des lasers (AM, Δv et FM).

Il s'agit d'une étape de caractérisation fine de nos sources optiques, qui s'avère essentielle pour la suite de ces travaux de thèse, que ce soit pour l'approche CAO de nos systèmes optiques hyperfréquences ou pour leur étude expérimentale.

Le but du chapitre suivant sera de réaliser une approche de modélisation CAO relativement complète (incluant l'étude en bruit) d'une liaison optique.

Bibliographie

- [1] **H.BRAHIMI, P.LACROIX et O.LLOPIS**, « Mesure du bruit relatif d'intensité (RIN) de composants laser », Rapport LAAS n°07606, Octobre 2007, 37p.
- [2] **B. Onillon**, « Liaisons optiques faible bruit pour la distribution de références de fréquences micro-ondes » *Thèse de doctorat*, Rapport LAAS n°06687, université Paul sabatier, Toulouse, 2006.
- [3] **CHARLES H. HENRY** “Theory of linewidth of Semiconductor Lasers”. IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-18, n°2, February 1982”.
- [4] **Dennis Derickson** “Fiber Optic test and Measurement”, Chapter 5, Douglas M.Baney, Wayne V.Sorin Upper Saddle River, N.J.: Prentice Hall PTR, 1998.
- [5] **SCHAWLOW A.L. and TOWNES C.H.** “Infrared and optical Masers. Physical Review”, 112: 1940-1949, 1958.
- [6] **Zeno Toffano** «Optoélectronique, composants photoniques et fibres optiques» TECHNOSUP 2001.
- [7] **Keishi Takaki, Tomofumi Kise, Kazuomi Maruyama, Nobumitsu Yamanaka, Masaki Funabashi, and Akihiko Kasukawa**, «Reduced Linewidth Re-Broadening by Suppressing Longitudinal Spatial Hole Burning in High-Power 1.55- μ m Continuous-Wave Distributed-Feedback (CW-DFB) Laser Diodes». IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 39, n°9, September 2003.
- [8] **Jean-François Cliche, Martin Allard and Michel Têtu**, “High-power and ultranarrow DFB laser: the effect of linewidth reduction systems on coherence length and interferometer noise”. Laser Source and System Technology for Defense and Security II, edited by Gary L. Wood, Mark A. Dubinskii, Proc. Of SPIE Vol. 6216, 62160C, (2006).
- [9] **W. V. Sorin, K. W. Chang, G. A. Conrad, and P. R. Hernday**, "Frequency-Domain Analysis of an Optical Fm Discriminator" J. Lightwave Technol. 10, 1992, pp. 787-793.
- [10] **Marie-Bénédicte Bibey**, « Transmission optique d'un signal hyperfréquence à haute pureté spectrale », Thèse présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 1998.
- [11] **Pierre Lacroix**, « Stabilisation en fréquence d'une diode laser DFB. Conception, réalisation et utilisation d'un banc de mesure », Rapport LAAS n°10140, Mars 2010.

Chapitre 3

Approche CAO d'une liaison optique analogique

3.1 Introduction

Les composants optoélectroniques sont de plus en plus impliqués dans plusieurs applications. Ces applications sont nombreuses et concernent les télécommunications à très haute fréquence, ou les systèmes « radio sur fibre », que les systèmes radar et les antennes à balayage contrôlées (ou alimentées) par des faisceaux de fibres optiques.

Cependant, un signal transmis par voie optique est dégradé par le bruit des composants optoélectroniques eux mêmes, et cette dégradation devient de plus en plus importante avec l'augmentation des pertes optiques (cas des liaisons à longues distances) ou du nombre de récepteurs. Il est donc nécessaire d'optimiser ce genre de système afin qu'il fournisse à l'utilisateur un signal le plus puissant et le moins bruité possible.

Il faut dans ce cas maîtriser parfaitement la modélisation des systèmes hybrides incluant des composants optiques et des composants micro-ondes, et définir pour cela un support de simulation adéquat.

Nous avons donc tenté une approche de modélisation utilisant un logiciel que nous maîtrisons bien depuis longtemps dans le laboratoire : le logiciel Agilent ADS. Il s'agit d'un logiciel de simulation de circuits hyperfréquences relativement complet, comprenant différentes méthodes d'analyse du bruit (incluant le bruit de phase). Ce qui manque à ce logiciel, c'est la capacité à simuler des composants optoélectroniques. Toutefois, il est possible de décrire les composants optoélectroniques avec des équivalents électriques ou mathématiques.

Ce chapitre traite deux principales parties, qui sont l'étude en gain et l'étude en bruit d'une liaison optique utilisant un modulateur de Mach-Zehnder.

Les résultats issus des modélisations sont ensuite comparés aux résultats expérimentaux et aux modèles analytiques dont nous disposons.

3.2. Présentation des deux principales techniques de simulation utilisées

Avant d'entrer dans la présentation des méthodes utilisées lors de nos simulations, il est intéressant de rappeler succinctement le fonctionnement des deux types de simulations qui ont été utilisés. Il s'agit de la simulation d'enveloppe et de l'Harmonique Balance (HB). Nous nous contenterons d'une présentation succincte de ces deux méthodes, des éléments complémentaires pouvant être trouvés dans [1] et [2].

3.2.1 Méthode de la balance harmonique (HB):

La méthode de l'équilibrage harmonique (ou la balance harmonique) [3]-[4], repose sur une bi-appartenance aux ensembles constitués par les méthodes fréquentielles et temporelles afin d'en exploiter les avantages respectifs.

Elle consiste en une décomposition du circuit à étudier en deux sous réseaux linéaire et non-linéaire (figure 3.1). Les éléments linéaires (passifs ou parasites) sont pris en compte lors de l'analyse du sous-réseau linéaire, réalisée dans le domaine fréquentiel. Par contre, les éléments non-linéaires (provenant essentiellement des composants actifs) sont pris en compte par des calculs réalisés dans le domaine temporel. Des transformées de Fourier (directe et inverse) sont utilisées pour faire la liaison entre les deux analyses. Cette séparation permet de s'affranchir des difficultés rencontrées généralement dans chacun des deux domaines [21] et [15].

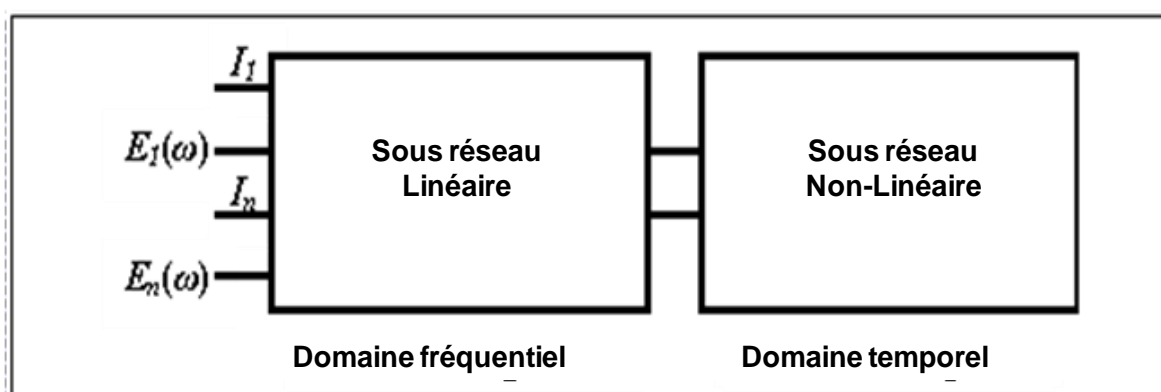


Figure 3. 1 Décomposition utilisée dans l'analyse par équilibrage harmonique

La simulation de type équilibrage harmonique permet de prendre en compte les phénomènes non linéaires mais avec plusieurs contraintes [5], [6] et [7] :

- Le résultat est obtenu en régime établi.
- Le résultat provient d'une convergence plutôt que d'un calcul exact, et cette convergence dépend de nombreux paramètres fixés.
- L'excitation est limitée à un ensemble de sources sinusoïdales décrites dans le domaine fréquentiel.

Les étapes de l'analyse par équilibrage harmonique sont les suivantes:

- Une analyse DC préliminaire permet d'avoir une valeur initiale pour les potentiels aux différents nœuds du circuit.
- Les courants entrants dans les éléments linéaires sont calculés dans le domaine fréquentiel.
- Les courants entrants dans les éléments non linéaires sont calculés dans le domaine temporel.
- Une transformée de Fourier rapide (FFT) permet de comparer les courants au point de raccordement des sous-circuits linéaires et des sous-circuits non linéaires.

Cette méthode de simulation, à l'inverse de la méthode de l'intégration temporelle conduisant à une suite d'équations faiblement couplées les unes aux autres, donne un système d'équations fortement couplées, dépendant du nombre de raies considérées dans le signal. La limitation de cette méthode réside dans le nombre de raies représentant le signal d'entrée. L'équilibrage harmonique permet donc une analyse fréquentielle en régime établi pour des circuits non linéaires, le signal d'excitation ne pouvant être qu'un signal multi-tons.

Nous verrons par la suite la capacité de cette technique à simuler le bruit.

3.2.2 Simulation d'enveloppe [8] et [21]:

La simulation d'enveloppe apporte une solution aux problèmes difficilement solvables par d'autres méthodes, et en particulier la simulation des systèmes de communications sans fil, qui présentent la double caractéristique de posséder des signaux modulateurs complexes et des fréquences porteuses élevées.

En effet, le simulateur d'enveloppe est très efficace pour l'analyse de circuits dans lesquels des signaux sont modulés avec des différences très importantes de fréquence entre le signal et la modulation.

En réalité, l'analyse d'enveloppe est une analyse temporelle effectuée au voisinage des fréquences de fonctionnement du système, lesquelles ont été préalablement calculées par une autre approche mieux adaptée (ex : la balance harmonique).

En outre, les calculs ne sont pas effectués là où le spectre est vide. Il est donc plus rapide que l'équilibrage harmonique en supposant que la majeure partie du spectre de fréquence est vide.

Avec la simulation d'enveloppe, l'amplitude et la phase à chaque fréquence spectrale peuvent varier avec le temps, ainsi le signal représentant l'harmonique n'est plus limité à une constante, comme c'est le cas avec l'équilibrage harmonique.

Cette approche est donc particulièrement adaptée au cas des PLL, mais aussi à l'étude des perturbations de ces systèmes, c'est-à-dire le bruit.

Ainsi, au début de notre étude, notre choix s'est porté sur la technique d'enveloppe, en considérant le fait que cette approche est très efficace pour l'analyse de circuits dans lesquels des signaux sont modulés avec des différences très importantes de fréquence entre le signal et la modulation (dans notre cas, le signal optique a une fréquence de 200 THz et la fréquence de modulation est de l'ordre de 10 GHz).

Le problème que nous avons rencontré par la suite est lié au traitement de bruit dans ces systèmes optiques hyperfréquences, avec cette approche.

En réalité, nous avons trois gammes de fréquences importantes dans cette étude : le continu, la fréquence RF et le voisinage de la porteuse optique. Décrire la porteuse micro-onde comme une modulation lente interdisait l'accès à la dernière bande de fréquence (la bande de base) pour des simulations de bruit, et en particulier la simulation de la conversion du bruit en $1/f$ des composants actifs (photodiode par exemple).

Compte tenu de cette limitation, nous avons opté pour la simulation HB pour la suite de nos travaux.

3.3 Étude en gain d'une liaison optique utilisant un modulateur de Mach-Zehnder

3.3.1 Modélisation du modulateur de Mach-Zehnder (MMZ) [22], [23], [24] et [25]

Si l'on souhaite générer des bandes latérales optiques sans utiliser le battement de laser, il nous faudra moduler la porteuse optique. Un élément important dans ce cas est le modulateur de Mach Zehnder, qu'il faut être capable de décrire. C'est donc à cet élément important des dispositifs optiques-hyperfréquences que nous nous sommes attaqués au début de ce travail de thèse, avec pour but de simuler le lien optique complet utilisant ce modulateur et ensuite de simuler la non-linéarité du système de transmission optique-hyperfréquence ainsi constitué sous le logiciel Agilent ADS [11].

Nous nous sommes focalisés tout d'abord sur la réponse en puissance optique du modulateur, puis sur la fonction de transfert RF. L'étude en bruit sera quant à elle présentée dans le paragraphe 3.4.

La première approche décrit l'interférence optique générée par le MMZ par un modulateur de phase existant dans la bibliothèque d'ADS [11]. Le principal inconvénient de cette approche est que cet élément qui est le modulateur de phase ne peut être utilisé qu'avec la simulation d'enveloppe (figure 3.2).

Or, comme nous l'avons expliqué au paragraphe précédent, ce type de simulation ne permet pas l'accès à la troisième bande de fréquence qui est le continu dans notre cas.

Nous avons donc abandonné l'approche utilisant un modulateur de phase, et nous avons préféré une approche de modélisation qui ne donne aucun rôle prioritaire à chacune de ces trois fréquences fondamentales du système.

La description mathématique de l'interféromètre du MMZ sous une boîte noire unique (SDD pour Symbolically Defined Device) autorise l'utilisation de la balance harmonique (HB) sous autres outils spécifiques pour le calcul de la fonction de transfert RF.

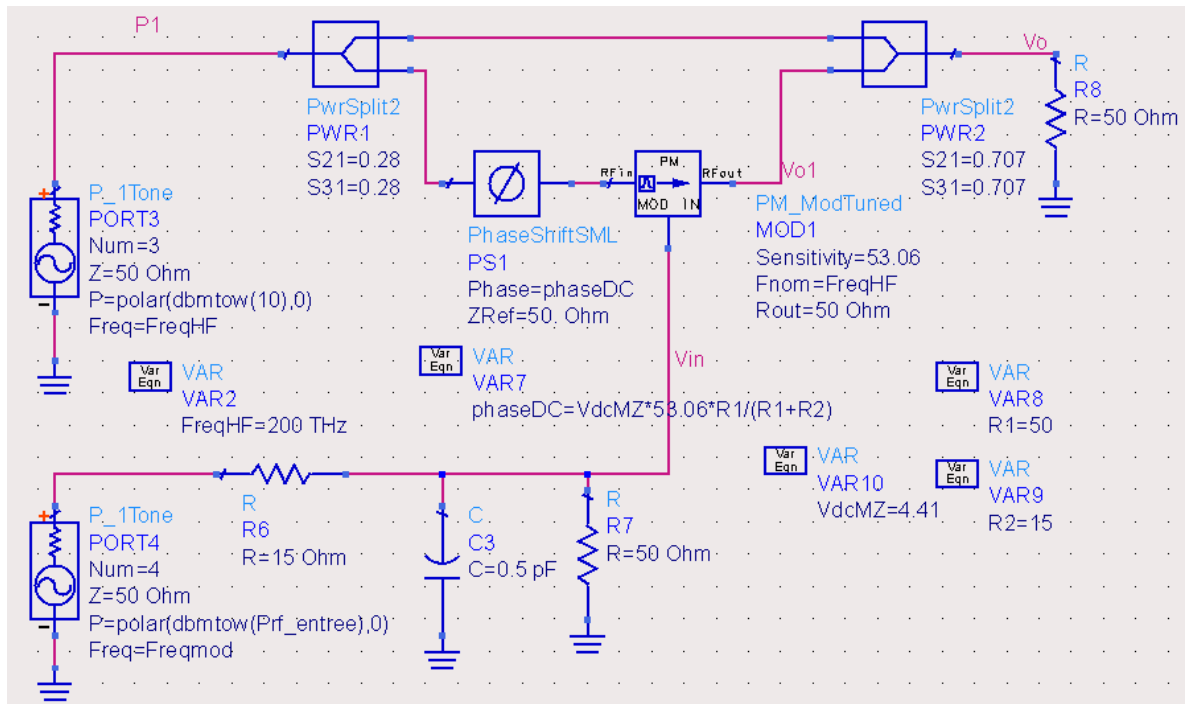


Figure 3. 2 Modèle ADS d'un interféromètre de MMZ avec modulateur de phase

La non-linéarité principale d'un MMZ peut être représentée sous la forme d'une courbe en $1+\cos(x)$ (en raison de l'interférence des signaux entre les bras du modulateur), ce qui mène à un phénomène de saturation qui dépend des paramètres de cette courbe : la puissance optique maximale, la tension V_0 et la tension d'extinction V_π (figure 3.4).

Ce type de système est généralement modélisé en utilisant des approches analytiques basées sur les fonctions de Bessel. Cependant, à cause de l'utilisation des fonctions de Bessel, l'écriture d'un programme est toujours exigée avec ces approches (exemple: avec Matlab).

Dans cette section, nous expliquons brièvement la modélisation « boîte noire » sous ADS. Pour avoir plus de détails sur la description mathématique du MMZ, nous pourrions nous reporter aux références : [21], [13] et [14].

♣ Modèles Boîte Noire

La modélisation « boîte noire », aussi appelée modélisation comportementale, est une approche mathématique qui relie les entrées et sorties du système à modéliser en faisant abstraction des connaissances physiques sur la dynamique interne du système.

Pour obtenir la représentation « boîte noire » d'un système donné (figure 3.3), il faut déterminer la sortie $y(t)$ en fonction du signal d'entrée $x(t)$ sans le passage par des représentations topologiques intermédiaires.

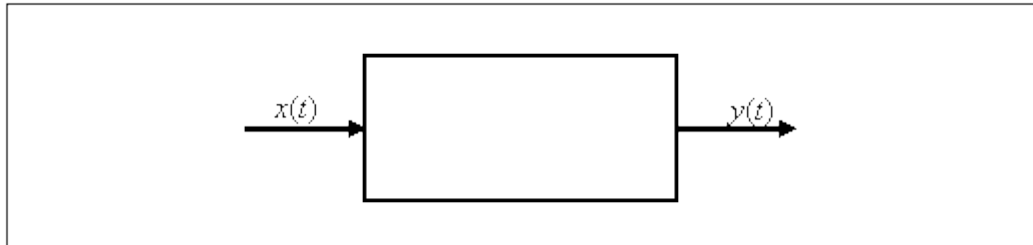


Figure 3. 3 Représentation boîte noire d'un système [15]

Les informations utilisées dans la modélisation du MMZ sont extraites à partir des données du constructeur ainsi que des valeurs expérimentales.

Dans notre cas, le « SDD » utilisé est composé de deux entrées et une sortie qui permettent de prendre en compte les signaux optiques et électriques que reçoit le MMZ et de récupérer le signal optique modulé en sortie.

Les paramètres d'entrée du modèle sont les pertes optiques et les tensions V_0 et V_π du MMZ. Il a fallu prendre en compte aussi la réponse en fréquence du modulateur. La figure 3.5 représente le résultat simulé et qui correspond bien au cas réel.

La figure 3.4 représente la réponse en puissance du MMZ, telle qu'elle est décrite dans le simulateur. Il s'agit bien d'une courbe de réponse non-linéaire, qui va générer des harmoniques en fort signal, et même à faible signal suivant le choix du point de polarisation.

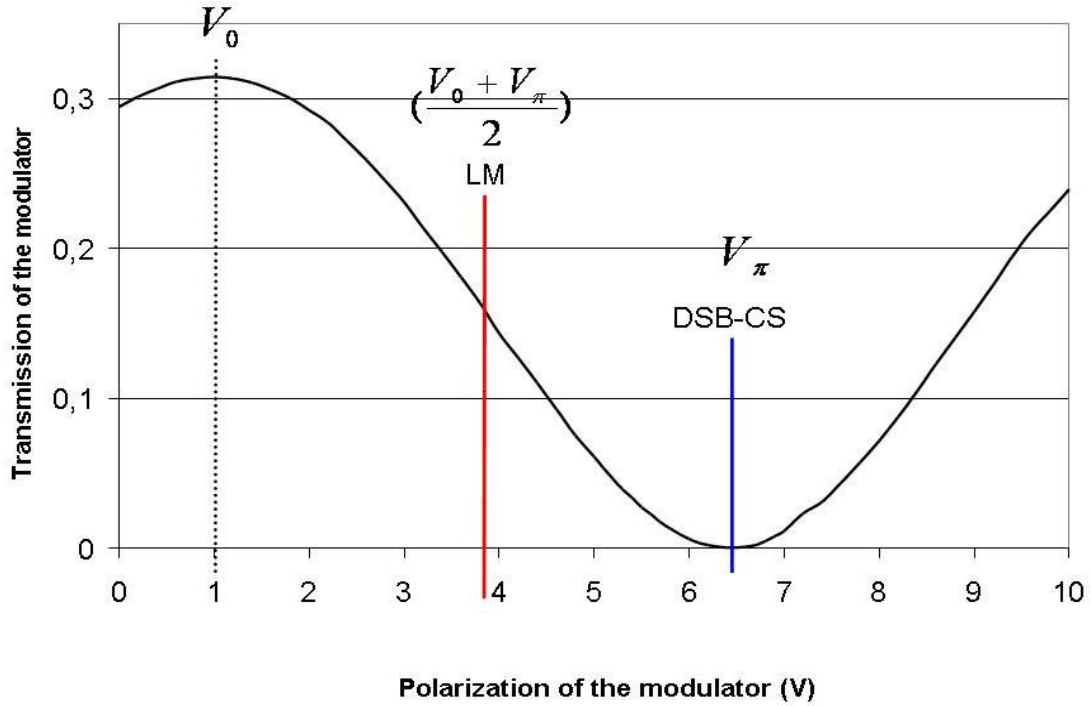


Figure 3. 4 Réponse en puissance optique du MMZ modélisé en fonction de la tension de polarisation

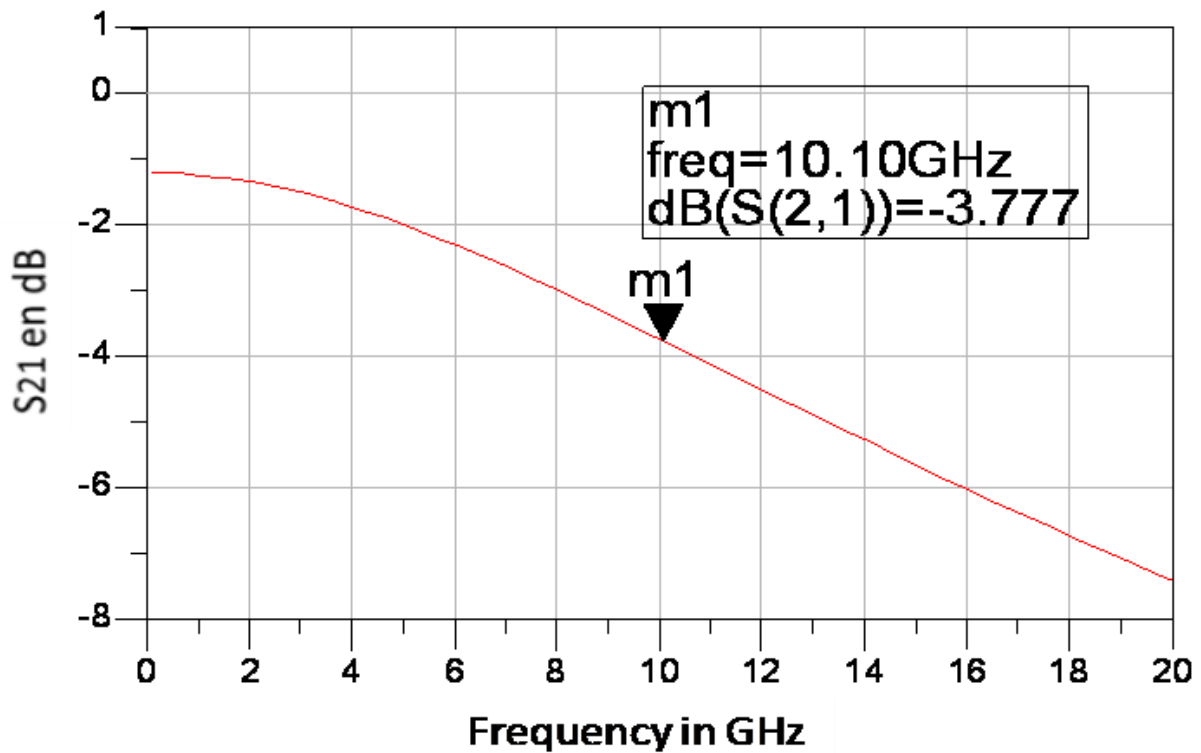


Figure 3. 5 Réponse en fréquence simulée d'un Mach-Zehnder

Les deux types de modulation les plus classiques sont la modulation linéaire et la modulation à l'annulation de porteuse. Nous allons décrire ici leurs caractéristiques.

a) La modulation en régime linéaire

Ce type de modulation est bien sûr le plus simple et le plus efficace pour une transmission de signal sans changement de fréquence : on obtient en sortie du modulateur un signal modulé en amplitude, avec une modulation proportionnelle au signal appliqué sur son entrée RF.

Le point de polarisation correspondant est $\left(\frac{V_0+V_\pi}{2}\right)$ (représenté sur le graphe de la figure 3.4).

b) La modulation à l'annulation de porteuse

La modulation à l'annulation de porteuse optique, ou DSB-CS [16], est un type de modulation intéressant si on cherche à monter en fréquence et donc à bénéficier du doublage naturel de fréquence qu'elle implique. En outre, la modulation DSB-CS permet des indices de modulation élevés et un meilleur rapport signal/bruit que la modulation linéaire, lorsque le modulateur peut être attaqué par un signal RF de très fort niveau [21].

A plus bas niveau de puissance, l'absence de porteuse réduit aussi les effets de dispersion ou de bruit dans la fibre optique [21], [16] et [17] Dans ce cas, le point de polarisation correspondant est V_π (figure 3.4).

3.3.2 Modélisation d'un lien optique complet

Après avoir modélisé le MMZ qui représente l'élément clé du système, nous nous sommes concentrés par la suite sur la modélisation du lien optique complet. Il a fallu trouver un modèle équivalent à chaque élément de ce système :

3.3.2.1 Modèle du laser :

Etant donné que la bibliothèque d'ADS ne contient pas de composants optiques; la source optique qui est le laser est décrite dans ce cas par une simple source RF de la bibliothèque d'ADS (le modèle du laser avec ses composantes en bruit sera traité ultérieurement).

Cette source est une source sinusoïdale d'impédance 50Ω , qui débite sur une charge 50Ω située sur l'entrée du MMZ.

La puissance optique est ajustable et se situe au voisinage de 10 dBm pour un certain nombre de simulations présentées dans ce mémoire.

La fréquence du laser peut être la fréquence optique réelle (c'est à dire environ 200 THz), ou peut être remplacée par une fréquence inférieure. Toutefois, la balance harmonique supporte très bien la gestion de fréquences aussi différentes que 0 Hz, 10 GHz et 200 THz.

Comme il a été mentionné en 3.2.2, le système comprend trois bandes de fréquences : La bande de base (DC), la fréquence micro-onde, la fréquence optique et aussi leurs possibles harmoniques.

Normalement, les harmoniques du signal optique n'ont pas d'influence dans le système, à l'exception du signal DC qui correspond à la détection d'amplitude du laser. Par contre, à cause de la réponse non-linéaire du système au signal RF, quelques harmoniques du signal micro-ondes doivent être pris en considération (nous avons souvent considéré 4 harmoniques).

Ainsi, le laser alimente le MMZ, qui reçoit également le signal RF et la polarisation DC.

3.3.2.2 Modèle du photorécepteur :

Nous avons modélisé la photodiode Discovery DSC30S en convertissant avec ADS le fichier représentant sa réponse en fréquence (donnée constructeur) et en optimisant les éléments passifs correspondant à son modèle électrique équivalent.

Dans notre approche, la photodiode est représentée par une source de courant contrôlée en tension qui effectue une détection quadratique.

Ensuite, le signal détecté par la photodiode est délivré sur une charge, précédée de composants passifs supposés traduire la réponse en fréquence de cette photodiode (figure 3.6).

La figure 3.7, représente le résultat de la simulation en paramètres S de la réponse en fréquence de la DSC30S de Discovery.

Le modèle choisi rend bien compte du comportement réel de cette photodiode : en termes de sensibilité, et bande passante (environ 25 GHz). Sa contribution en bruit sera modélisée ultérieurement.

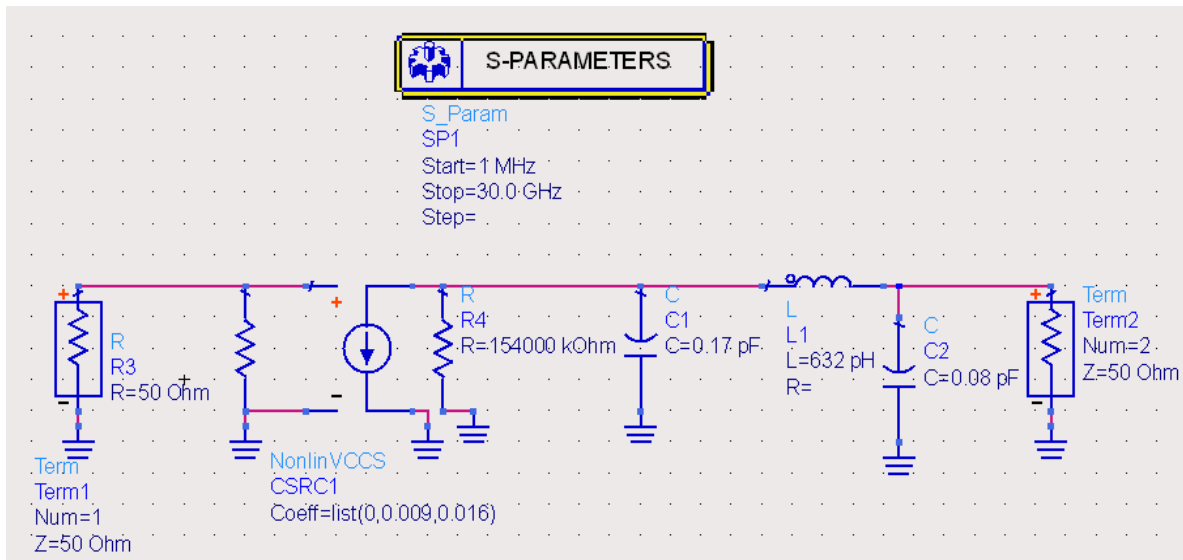


Figure 3. 6 Schéma du modèle de la photodiode DSC30S simulée en paramètres S

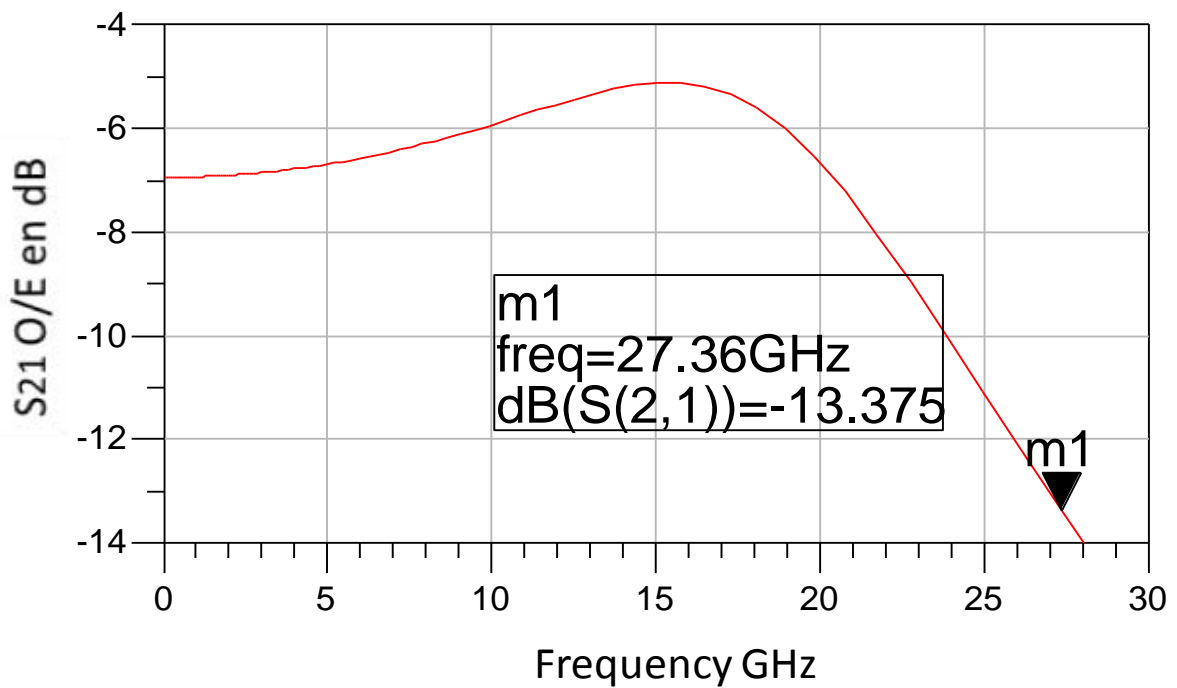


Figure 3. 7 Réponse S_{21} opto-électrique simulée de la photodiode DSC30S

Après le passage par toutes les étapes précédentes, la modélisation du lien optique-hyperfréquence complet est devenue possible.

La figure 3.8 représente le schéma implanté sous ADS.

Parmi les études menées grâce à cette approche, le comportement du lien optique en fonction de la puissance RF constitue un test important de validité du modèle.

Nous avons donc repris les travaux menés par l'approche analytique lors de la thèse de B. Onillon [21] et comparé à nouveau nos résultats de simulation à des relevés expérimentaux.

Il a bien sûr été nécessaire de refaire les relevés expérimentaux, afin de s'assurer de l'introduction dans le modèle des paramètres les plus proches possibles des paramètres réels de la liaison : pertes du MMZ, puissance du laser...

La figure 3.9 montre le résultat d'une simulation ADS concernant la puissance RF de sortie en fonction de la puissance RF d'entrée pour ce système (lien optique avec MMZ) et les deux types de modulation étudiées.

Les résultats sont en accord avec les mesures et avec les modèles analytiques jusqu'à des puissances RF assez élevées [10], [14] et [13].

Toutefois, à très fort niveau RF (aux alentours de 20 dBm), et en particulier dans le cas de la modulation linéaire, des différences entre les simulations et les mesures sont apparues. Ces différences peuvent être dues aux effets thermiques dans le MMZ aux fortes puissances de modulation, qui ne sont pas pris en compte dans le modèle.

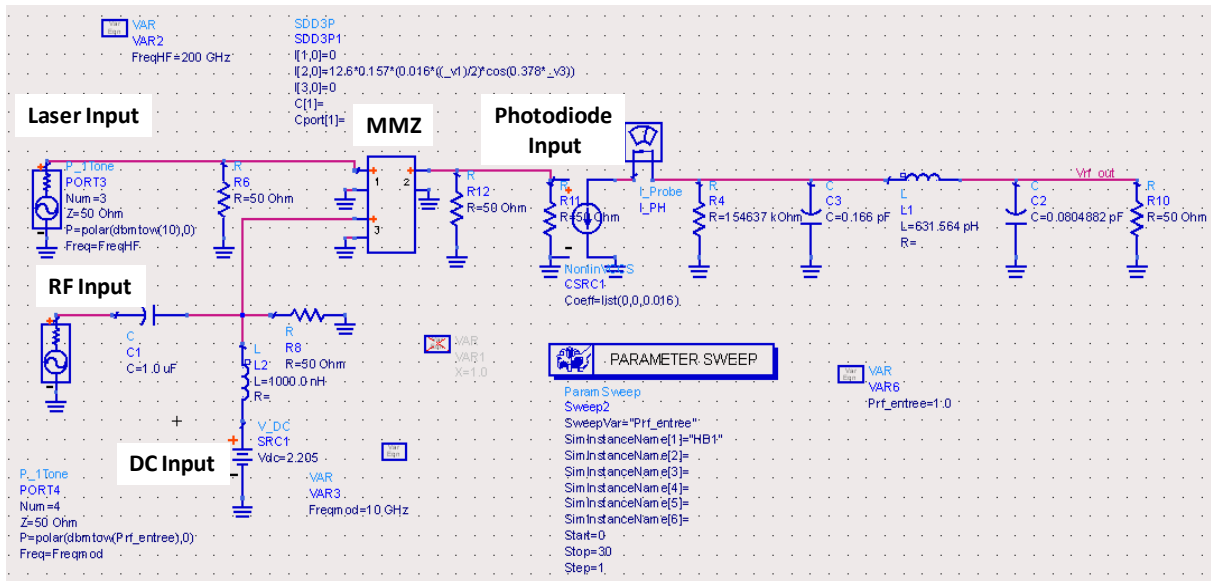


Figure 3. 8 Simulation ADS de la liaison optique complète

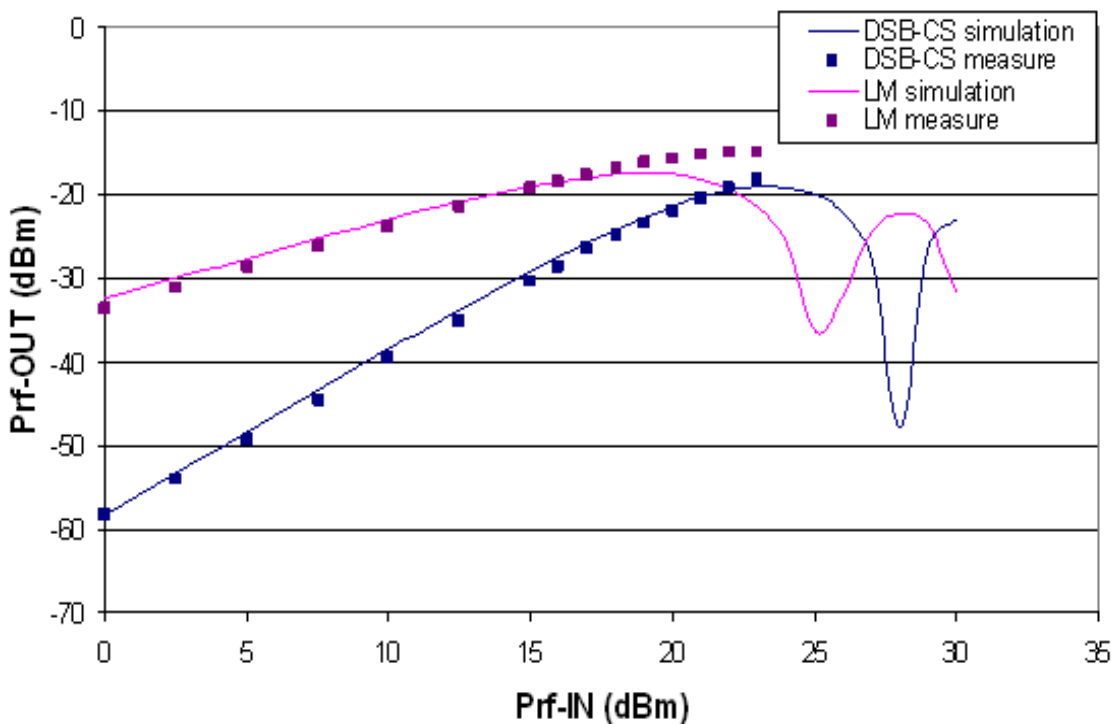


Figure 3. 9 Puissance RF de sortie sur mesures et simulation ADS de la puissance RF de sortie de la liaison optique à MMZ pour les deux types de modulation ($f_{RF\ out} = 10\ GHz$)

3.4 Modélisation d'une liaison optique à base d'un MMZ: bruit RF et bruit de phase

Un de nos objectifs étant la simulation d'un oscillateur opto-électrique et de l'ensemble de ses composantes en bruit, il était donc essentiel d'introduire le bruit dans nos simulations. Comme il a été mentionné auparavant, l'intérêt d'utiliser le logiciel ADS pour cette étude réside principalement dans ses capacités à décrire les conversions de bruit en régime non-linéaire entre différentes porteuses.

3.4.1 ADS et la modélisation du bruit en régime non-linéaire

La capacité d'ADS à décrire les conversions de bruit en régime non-linéaire nous a permis de modéliser le lien optique complet à base d'un MMZ, avec ses différentes composantes de bruit.

En effet, des techniques spéciales ont été développées dans ce logiciel pour la simulation de bruit de phase dans les circuits (ex : les oscillateurs ou les mélangeurs). Ces techniques sont basées sur le calcul des matrices des dérivées (ou matrices Jacobiennes) du système. Le calcul de ces matrices est nécessaire dans l'approche de la balance harmonique pour le calcul de l'état stable non-linéaire du système. Ensuite, ces matrices sont utilisées pour le calcul de la conversion d'une petite perturbation à une fréquence donnée vers une autre fréquence. Cette technique est connue sous la dénomination de la technique des matrices de conversion pour le calcul du bruit en régime non-linéaire [9].

Le formalisme des matrices de conversion [19], [20] et [9] implique une description des dérivées des non-linéarités au voisinage de chacune des fréquences impliquées dans le système.

La figure 3.10 décrit les processus de conversion en bruit en régime non-linéaire entre les différentes fréquences porteuses et leurs harmoniques, pour le cas qui nous intéresse : un système optique-hyperfréquence.

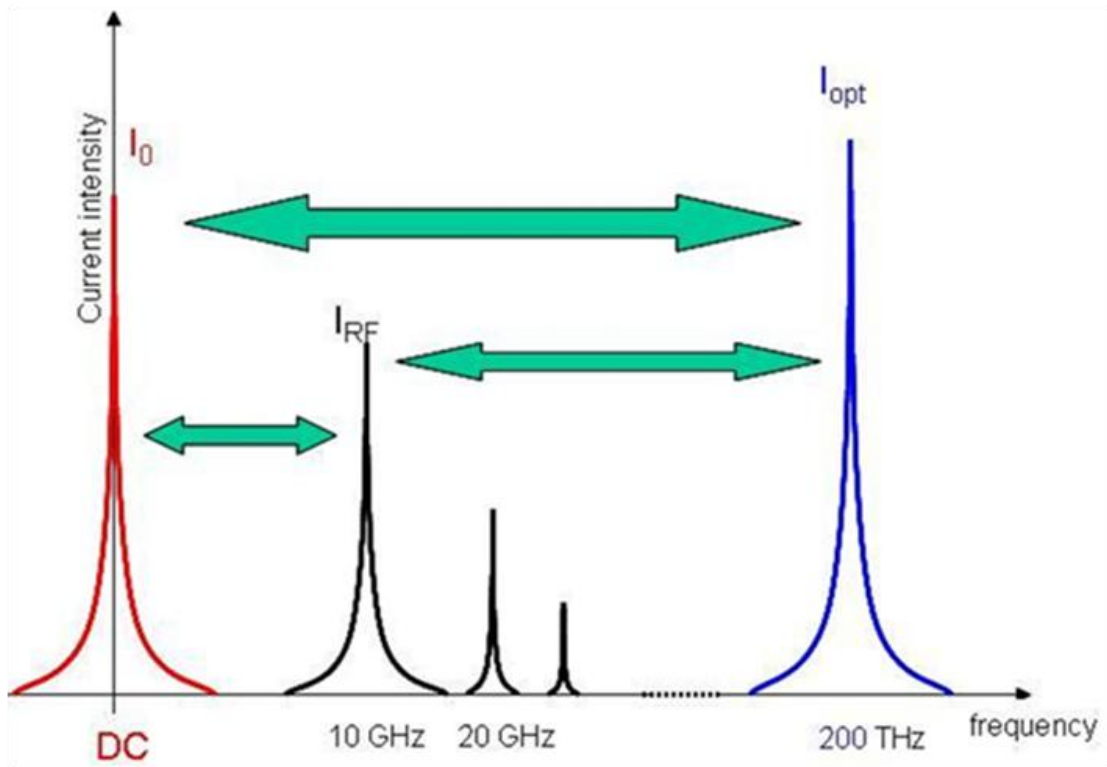


Figure 3. 10 Processus de conversion en bruit entre différentes porteuses (DC, RF et optique) en simulation HB

3.4.2 Modélisation du bruit de phase sous ADS

Le bruit de phase est un cas particulier de bruit en régime non-linéaire, et donc la problématique de la simulation du bruit de phase sous ADS ne diffère en rien de la présentation qui a été effectuée sur la simulation du bruit en régime non-linéaire dans le paragraphe précédent.

On s'intéresse simplement, lorsque l'on parle de bruit de phase, à un paramètre particulier du signal de sortie : la densité spectrale de fluctuation de phase.

Il en va de même pour le bruit d'amplitude, qui est l'autre composante du signal de sortie.

ADS nous donne accès à ces deux composantes, dans une simulation de bruit en régime non-linéaire, à travers les variables « pnm_x » et « anm_x ».

« pnm_x » signifie phase noise from mixing analysis et donc bien basée sur le mélange de fréquence ou encore sur les matrices de conversion précédemment présentées au paragraphe 3.4.1.

C'est la seule méthode qui permette de rendre compte à la fois de la conversion du bruit en $1/f$ (bruit près de la porteuse DC) et de la conversion des différents niveaux de bruit blanc situés au voisinage des harmoniques.

Le bruit du laser est lui aussi pris en compte dans ce calcul, tout comme les phénomènes de conversion AM/PM ou PM/AM.

3.4.3 Modélisation en bruit des éléments du système

Dans notre cas, le bruit provient principalement des composants du circuit, tels que la source (le laser) et les composants actifs (la photodiode).

3.4.3.1 Le laser

Jusqu'ici, le laser a été simplement décrit par une source sinusoïdale. Or, en réalité cette source contient deux types de bruit qui sont le bruit d'amplitude et le bruit de fréquence.

Nous avons expliqué au chapitre 2 comment mesurer ces deux paramètres (RIN du laser et bruit de fréquence du laser). Les données sont donc disponibles, à l'issue de ces mesures, pour être introduites dans ADS.

a) Modélisation du bruit d'amplitude

Le modèle du laser est maintenant composé d'une source de fréquence avec un spectre de bruit de phase associé suivie par un modulateur de bruit AM (figure 3.11).

Comme il a été expliqué en chapitre 2, le bruit d'intensité relatif du laser (RIN) est mesuré sur un banc de mesure spécifique, qui inclut deux configurations différentes : une pour la mesure du bruit en $1/f$ (du DC jusqu'à 100 kHz) et une autre pour la mesure de RIN aux fréquences micro-ondes (qui utilise une photodiode rapide et un amplificateur micro-ondes à faible bruit).

La source est ensuite connectée à une photodiode et le bruit d'amplitude est simulé et ajusté aux mesures à l'aide d'un modèle incluant une composante en $1/f$ et un plancher de bruit blanc.

b) Modélisation du bruit de fréquence

Le bruit de fréquence du laser a été modélisé par une source de fréquence bruyante. Cette source peut être décrite grâce à un paramétrage de son spectre de bruit de phase, effectué à certaines fréquences discrètes.

Une première approximation du bruit de fréquence du laser peut être obtenue à partir de la mesure de la largeur de raie du laser. En effet, en supposant un bruit blanc de fréquence (modèle lorentzien), la densité spectrale de bruit de fréquence est égale à la largeur de raie divisée par π : $\overline{\Delta f^2} = \frac{\Delta\nu}{\pi}$

On peut ensuite exprimer le bruit de phase à partir de cette grandeur par :

$$L(f) = 10. \log \left(\frac{\overline{\Delta f^2}}{2f_m^2} \right) = 10. \log \left(\frac{\Delta\nu}{2\pi f_m^2} \right)$$

où f_m est la distance à la porteuse.

Par exemple, pour le laser EM253, en tenant compte des caractéristiques du spectre du laser mesurées à 300 mA par la méthode homodyne (cf. figure 2.7 du chapitre 2), c'est-à-dire un $\Delta\nu = 4$ MHz. Cela correspond donc à une densité spectrale de fluctuation de fréquence de : $\overline{\Delta f^2} = S_\nu(f) = 1,27. 10^6 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ (spectre sous forme d'une lorentzienne).

Les valeurs du spectre du bruit de phase sont ensuite calculées et mesurées dans le modèle ADS.

Le bruit de phase pour cette représentation simplifiée se traduira par une pente constante de 20 dB/dec sur le spectre passant par la valeur de -22 dBc/Hz à 10 kHz.

Un modèle plus précis peut être obtenu à partir des mesures de bruit de fréquence présentées dans le chapitre 2 (exemple : figure 2.11) qui incluent la composante de bruit en 1/f du bruit de fréquence du laser.

Cette composante peut se révéler essentielle pour la modélisation si, dans le système, un mécanisme particulier effectue une démodulation de fréquence du laser : un interféromètre parasite (ou non), effet de dispersion dans la fibre...

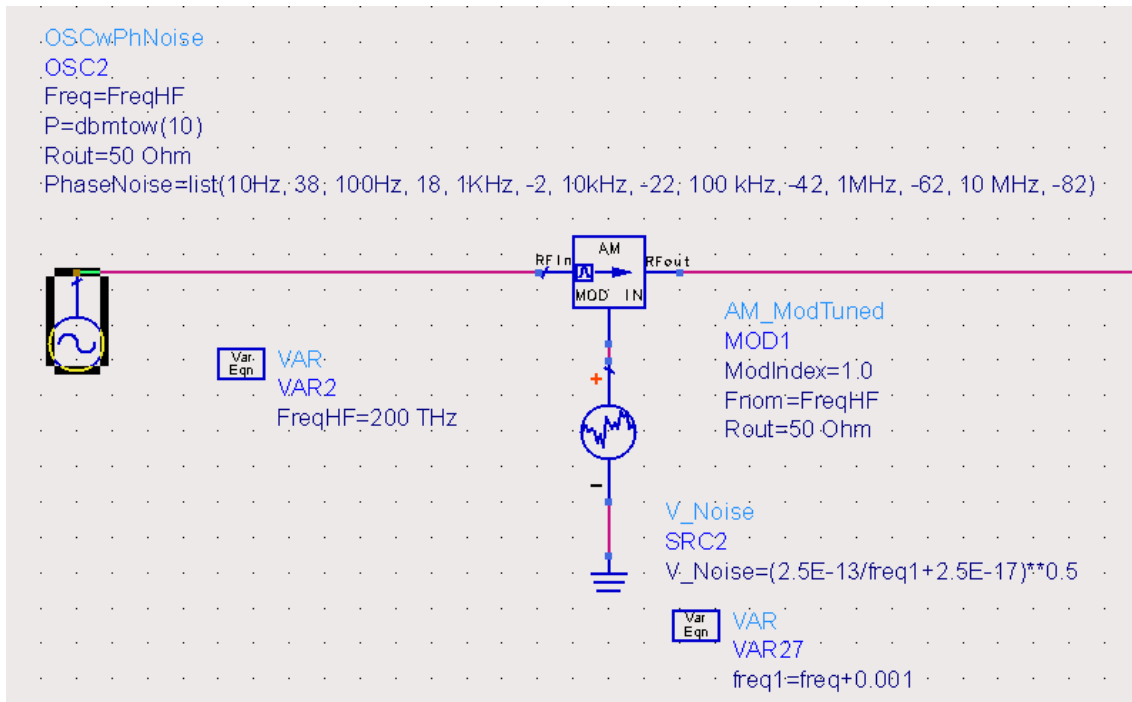


Figure 3. 11 Modèle du laser implémenté sous ADS

3.4.3.2 La photodiode

La photodiode inclue aussi une source de bruit, dans laquelle la contribution principale aux fréquences RF et à forte puissance optique est le bruit schottky;

$S_{schottky} = 2qI_{ph}$ où q est la charge d'un électron et I_{ph} l'intensité du courant DC à la sortie de la photodiode (sa valeur est prélevée à l'aide du « I_Probe » ou « current_Probe » qui n'est rien d'autre qu'une sorte d'ampèremètre existant dans la bibliothèque d'ADS et que nous avons inséré dans le modèle).

A basse fréquence (au-dessous de 10 kHz), cette source de bruit comporte une composante de bruit en $1/f$. Cependant, il est difficile d'évaluer ce bruit, parce qu'il est généralement masqué à haute puissance optique par le bruit d'amplitude en $1/f$ du laser dans une liaison optique conventionnelle.

En effet, des mesures par corrélation (utilisant deux photodiodes) ont été effectuées pour être sûr de l'origine du bruit dans la mesure présentée dans la figure 2.2 du chapitre 2 : à forte puissance optique, le bruit du laser domine le bruit de liaison optique, même à basse fréquence (bruit en $1/f$). Cependant, il est clair que cette composante de bruit en $1/f$ de la photodiode existe et il est possible d'inclure une telle source de bruit dans le modèle, même

s'il est toujours difficile de la mesurer (au moins pour vérifier son effet probable sur le bruit de phase du système).

Il est possible par exemple de définir une valeur maximale de cette contribution de bruit, et de paramétrer cette composante de bruit par rapport au photocourant (le bruit en $1/f$ est généralement proportionnel au courant traversant un composant actif).

La figure 3.12 représente le schéma du lien optique complet avec ses différentes composantes de bruit implanté sous ADS.

Ce schéma comporte un laser, suivi d'un modulateur AM pour décrire son bruit d'amplitude (RIN). Le laser alimente le MMZ, qui reçoit également le signal RF et la polarisation DC (avec un circuit d'entrée rendant compte de la réponse en fréquence de ce composant). En sortie, la photodiode décrite précédemment effectue une détection quadratique et délivre le signal sur une charge. Cette photodiode inclut des composants pour traduire sa réponse en fréquence, une source de bruit, ainsi qu'une non-linéarité quadratique.

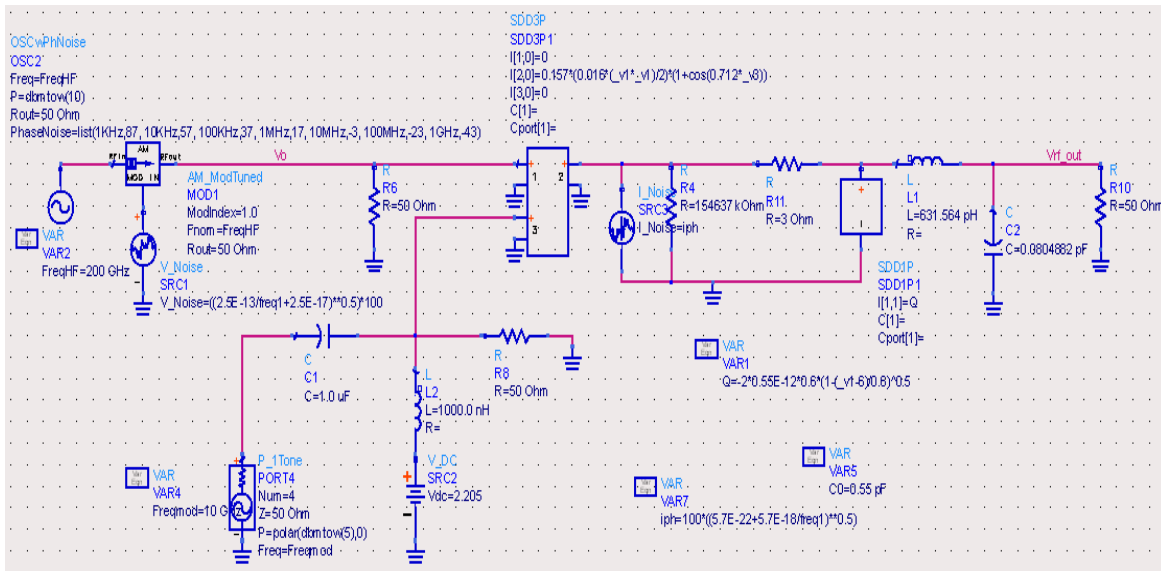


Figure 3. 12 Modèle ADS de la liaison optique avec ses différentes contributions de bruit

3.4.4 Résultats et Analyses

La Figure 3.13 représente le résultat d'une simulation HB du système, avec les composantes DC et RF recueillies sur la charge à la sortie.

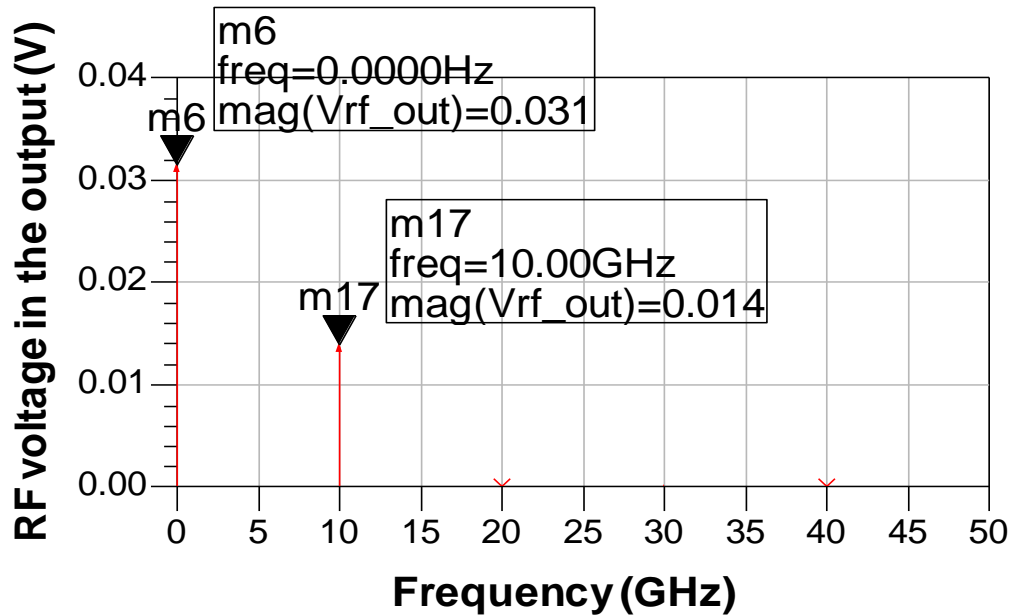


Figure 3. 13 Simulation des composantes DC et RF sur la charge de sortie

Comme il a été expliqué au paragraphe 3.4.2, la simulation en bruit est effectuée simultanément à la simulation HB. Elle permet d'obtenir les composantes de bruit autour de chaque harmonique.

La figure 3.14 représente la composante de bruit autour du DC, divisée par la porteuse DC. On retrouve dans cette configuration une valeur proche du RIN du laser, tel qu'il a été défini dans le modèle du laser (un plancher RIN à -150 dB/Hz a été choisi arbitrairement pour ces premières simulations). La différence avec le plancher de RIN du laser est liée à la présence du signal RF, qui modifie légèrement le point de repos fort signal du système (et en particulier, le niveau DC).

L'affaiblissement en bout de bande de ce spectre est lié à la réponse en fréquence de la photodiode.

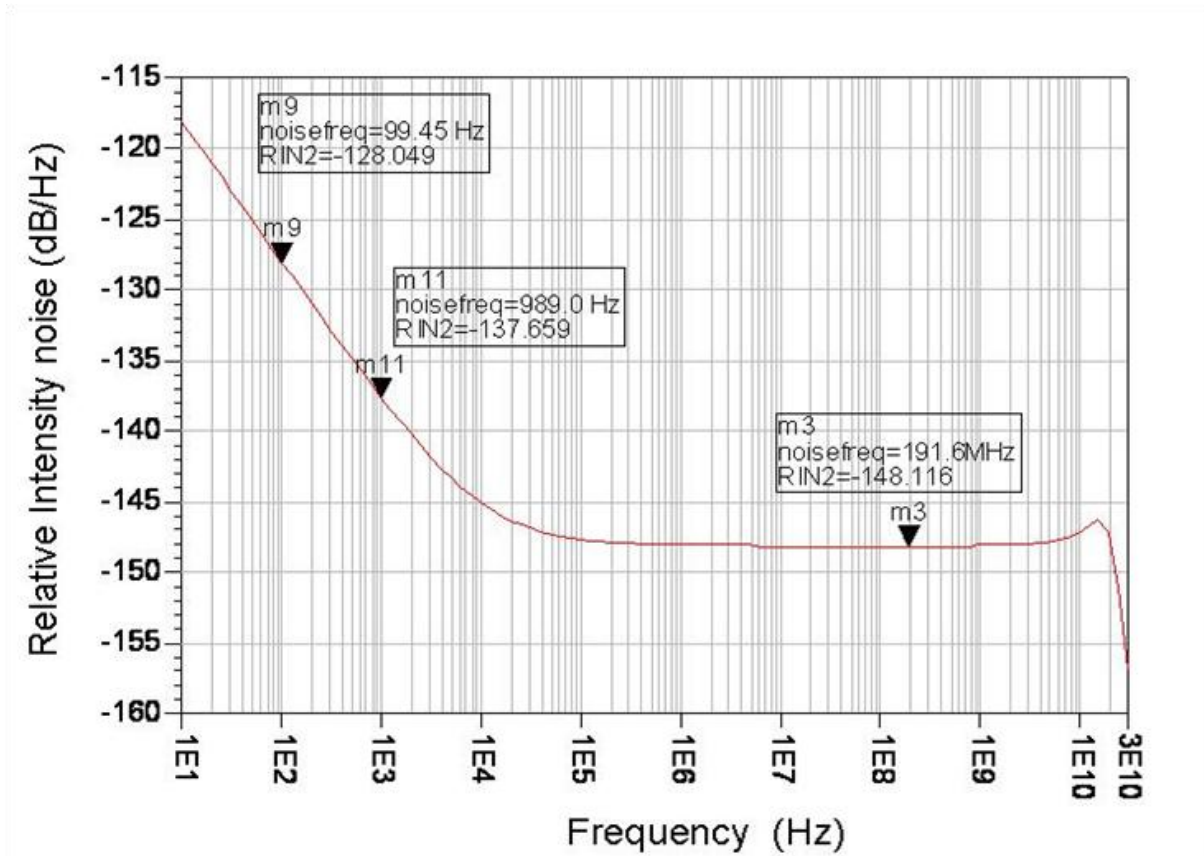


Figure 3. 14 Bruit d'intensité relatif (RIN) simulé autour de la fréquence nulle (DC)

La figure 3.15 représente le résultat de la simulation en bruit de phase « pnm_x » et en bruit d'amplitude « anm_x » autour de la porteuse RF à 10 GHz. Contrairement au résultat en bande de base (autour de l'harmonique DC), aucune composante de bruit en 1/f n'est visible sur la simulation du bruit de phase, et une composante en 1/f relativement faible est observée sur la simulation du bruit AM. Par contre, le plancher de bruit de phase observé correspond au rapport bruit/signal qui peut être calculé à partir de la valeur du RIN à 10 GHz et de l'amplitude du signal RF en sortie à cette même fréquence.

En effet, nous rappelons que le rapport bruit/signal, dans le cas où celui-ci est dominé par le terme de bruit d'amplitude du laser (voir chapitre 1), s'écrit :

$$NCR = \frac{2}{m^2} RIN$$

où m est l'indice de modulation.

Par exemple, un indice de modulation de 0,5 conduit à un rapport NCR de 9 dB supérieur au RIN en dB.

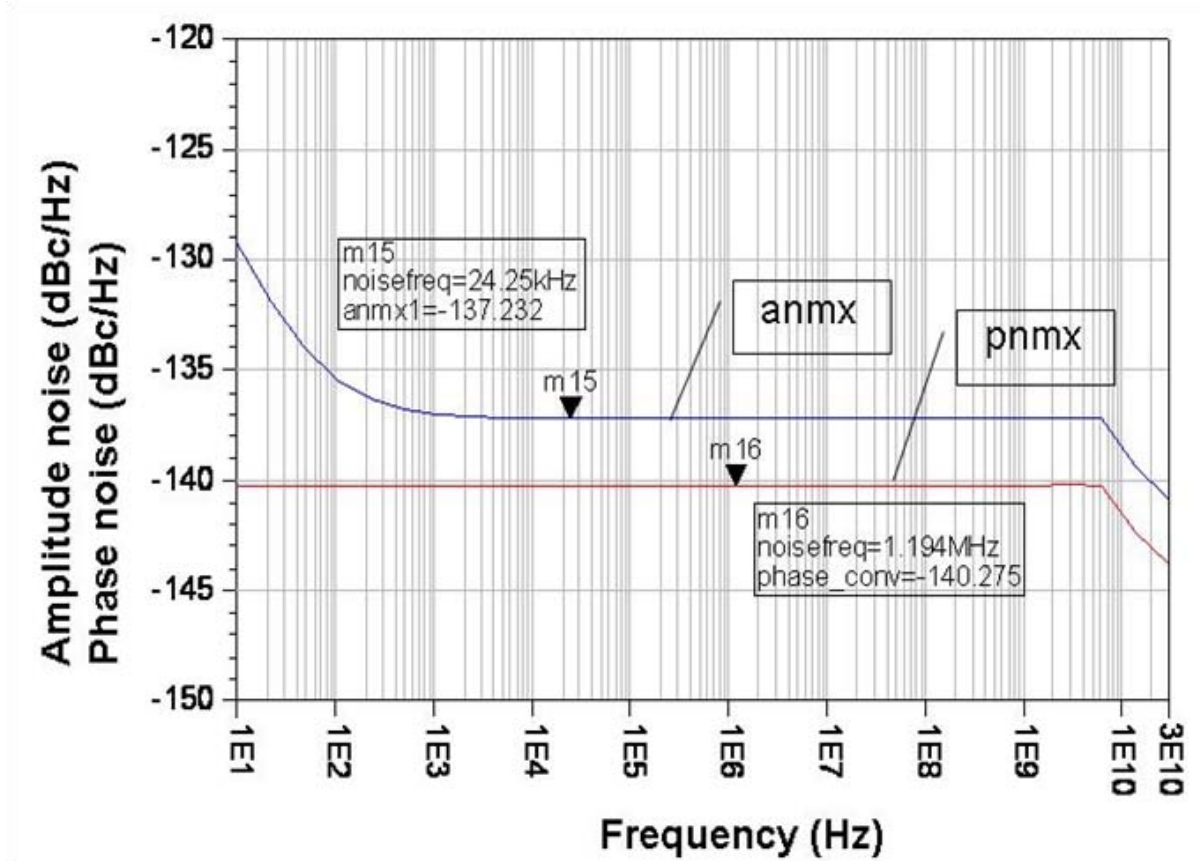


Figure 3. 15 Bruit de phase et bruit d'amplitude simulés autour de la porteuse RF (10 GHz)

♣ Discussion sur le bruit en 1/f

L'absence de la composante de bruit en 1/f nous a intrigué. Ce résultat semble être irréaliste surtout qu'au niveau expérimental, une composante de bruit de phase en 1/f était bien observée en sortie de ce type de liaison [21].

Au départ, le modèle comprenait uniquement le bruit d'amplitude en 1/f du laser et la non-linéarité du MMZ. Nous avons ajouté dans un premier temps les non-linéarités et les composantes de bruit associées à la photodiode. La conversion en bruit de phase au niveau de ce composant est possible, à condition qu'un élément réactif intervienne pour déphaser le signal (des éléments résistifs seuls ne génèrent pas de bruit de phase). Cet élément réactif peut

être constitué par la capacité de la diode, qui est d'ailleurs elle-même non-linéaire. Une telle capacité non-linéaire est susceptible de convertir vers la fréquence RF des composantes de bruit en $1/f$ issues de la porteuse optique ou du DC (bruit en $1/f$ de la photodiode). Pour évaluer cette non-linéarité capacitive, nous avons effectué des mesures sur un composant dont nous disposons : une photodiode rapide Optospeed PDCS32T avec accès sous pointes.

Même si cette photodiode ne correspond pas exactement à la photodiode utilisée dans nos systèmes (Discovery DSC-30S), on peut penser que son comportement non-linéaire est proche. Dans tous les cas, l'extraction de la capacité non-linéaire de la photodiode Discovery est impossible, à moins de disposer d'un modèle précis du boîtier de cette diode (ou d'une puce nue).

Nous avons donc effectué un calibrage dans le plan des pointes et mesuré la variation de capacité de la photodiode PDCS32T sous éclairage en fonction de la tension de polarisation. Cette courbe est représentée en figure 3.16.

Le problème est que la capacité de la diode est quasiment constante dans la zone de travail habituelle pour une utilisation en photodiode (polarisation largement en inverse ; -6 V) (figure 3.16).

Nous avons effectivement constaté que, malgré l'ajout de ces éléments au schéma équivalent, le bruit de phase en $1/f$ simulé restait extrêmement faible (pour des valeurs réalistes du bruit AM en $1/f$ du laser et de la photodiode).

A ce stade, nous devons préciser que le bruit de phase en $1/f$ observé lors de la thèse de B. Onillon [21] sur ce type de liaison optique présentait tout d'abord une fréquence de coupure avec le bruit blanc relativement faible, et comportait d'autre part une pente plus forte que celle attendue ($1/f^2$, alors que le RIN BF du laser est bien en $1/f$). Nous pensons que ce bruit peut être lié soit à une vibration mécanique du système, soit à une perturbation d'origine optique (bruit interférométrique par exemple). La détection du bruit FM du laser est tout à fait possible, même sur une liaison courte, par effet interférométrique, comme nous l'expliquerons dans le chapitre 5.

Cet effet n'avait pas été pris en compte dans les simulations présentées dans ce chapitre, et a fait l'objet d'une étude spécifique (voir chapitre 5).

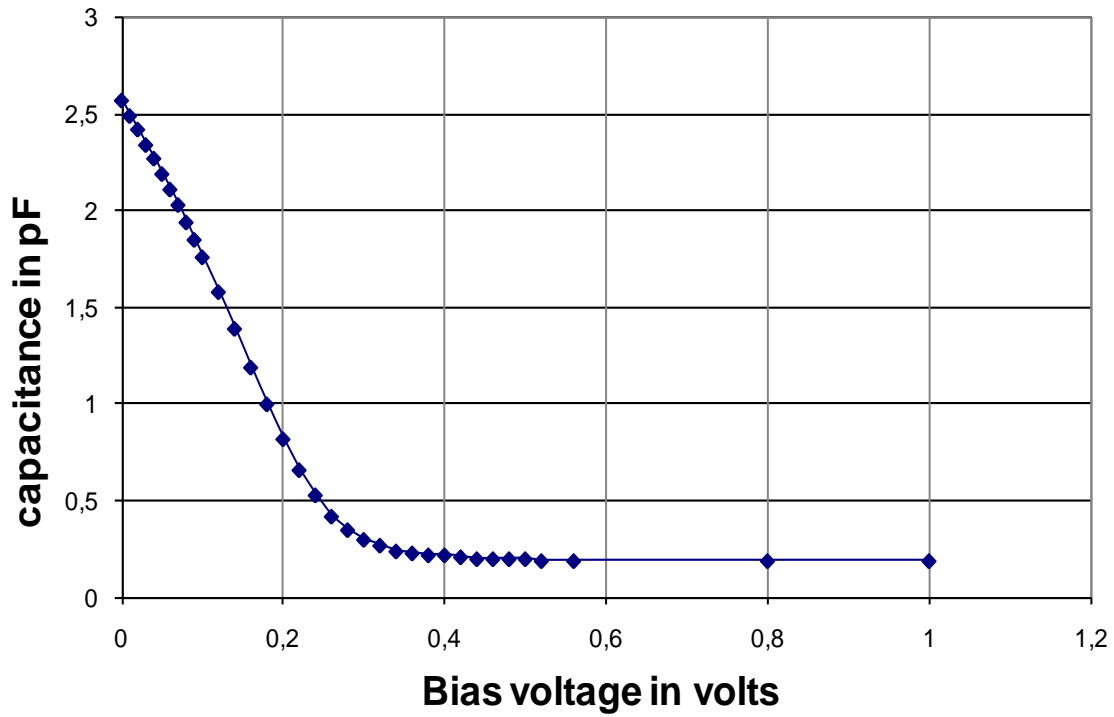


Figure 3. 16 Mesure d'une capacité inverse d'une photodiode InGaAs sous éclairage (Optospeed PDCS32T)

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé une modélisation des composants optiques ou optoélectroniques par des modules électriques disponibles dans le simulateur et/ou par des équivalents mathématiques (approche « boîte noire » pour le MMZ).

Pour conclure ce troisième chapitre, nous pouvons confirmer que notre approche de modélisation est capable de décrire les paramètres principaux d'une liaison optique-hyperfréquence comme le gain en puissance ou le rapport signal à bruit. La simulation du bruit de phase additif de la liaison optique a aussi été réalisée, mais le résultat obtenu n'est pas encore satisfaisant en ce qui concerne la composante en $1/f$ autour de la porteuse RF.

Dans tous les cas, à la vue de ces résultats, il paraît difficile aujourd'hui d'incriminer la photodiode, ou même une conversion du bruit AM du laser par le modulateur ou la photodiode comme responsable du bruit près de la porteuse d'une liaison optique.

De manière générale, le bon accord observé avec les modèles analytiques et ces simulations est encourageant pour l'utilisation de cette approche de simulation pour la description de systèmes plus complexes, ou de mécanismes impossibles à décrire par l'approche analytique.

Enfin, après avoir développé une approche de modélisation qui se voulait générale (étude en gain et en bruit) d'une liaison optique basée sur un MMZ, nous allons maintenant recentrer la présentation de nos travaux sur le discriminateur de fréquence micro-onde à ligne à retard optique. Il s'agit en effet d'un exemple pertinent de système complexe sur lequel nous pourrions tester cette approche de simulation.

Bibliographie

- [1] **O. Llopis**, « Approche théorique et expérimentale du bruit de phase des oscillateurs micro-ondes », Habilitation à diriger des recherches, rapport LAAS N° 00366, Juillet 2000.
- [2] **R. Ali Liman**, « Approche de simulation de systèmes opto-hyperfréquences : cas de la PLL Optique », projet de fin d'études, master 2 professionnel ICEM, Toulouse 2006.
- [3] **L.O.Chua et al.**, « Computer aided analysis of electronic circuits: Algorithms and computational techniques », Englewood Cliffs, NJ Prentice Hall, 1975.
- [4] **M. S. Nakla et al.**, « A piecewise harmonic balance technique for determination of periodic response of non-linear systems », IEEE Transactions on circuit and systems, vol. 23, n°2, p. 85-91, Feb. 1976.
- [5] **V. Rizzoli, A. Lipparini**, "General Stability Analysis of Periodic Steady State Regimes in Nonlinear Microwave Circuits", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech, vol.33 no. 1, Jan. 1985, pp. 30-37.
- [6] **S. Mons, M. A. Pérez, R. Quéré, J. Obregon**, "A Unified Approach for the Nonlinear Stability Analysis of Microwave Circuits, Using Commercially Available Tools", IEE MTT-S naheim Jun. 1999, pp. 993-996.
- [7] **J. Portilla, J. Jugo, A. Anakabe, F. J. Casas, J. P. Pascual, J. M. Collantes**, "Analysis of Non-linear RF and Microwave Circuits Using Harmonic Balance and System Identification Methods, RF and Microwave Computer-Aided Engineering" (Wiley), Vol. 12, NO. 5, Sept. 2002. pp. 448-459.
- [8] **E. Ngoya, R. Larchevêque**, "Envelope transient analysis : a new method for the transient and steady state analysis of microwave communication circuits and systems", Microwave symposium digest 1996, IEEE MTT S International, Volume 3, 17-21 June 1996 pp. 1365-1368.
- [9] **V. Rizzoli, F. Mastri, D. Massoti**, "General noise analysis of nonlinear microwave circuits by the piecewise harmonic-balance technique", IEEE trans. on MTT, vol 42, n° 5, pp. 807-819, 1994.
- [10] **B. Onillon, S. Constant, O. Llopis**, "Optical links for ultra-low phase noise microwave oscillators measurement", Proc. of the IEEE Int. Freq. Control Symposium, Vancouver, 2005, pp. 545-50.

- [11] **H. Brahimi, P.H. Merrer, O. Llopis**, "CAD of microwave optical systems for time&frequency applications" Proc. of the European Frequency and Time and Forum (EFTF), Toulouse, April 2008.
- [12] **B. Onillon**, « Liaisons optiques faible bruit pour la distribution de références de fréquences micro-ondes » Thèse de doctorat, rapport LAAS N° 06687, université Paul sabatier, Toulouse, 2006.
- [13] **Hilt**, "Microwave harmonic generation in fiber optical links," in Proc. XIIIth Int. Conf. Microwaves, Radar and Wireless Communications (MIKON'2000), vol. 2, Wroclaw, Poland, 2000, pp. 693–698.
- [14] **Y. Le Guennec, G. Maury, and B. Cabon**, "Performance of Interferometric Systems for Optical Processing of Microwave Signals: Influence of Laser- and Microwave-Phase Noises " IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 16, n°9, September 2004.
- [15] **H. Chehade**, « Modélisation des Composants Microélectroniques non linéaires par séries de Volterra à Noyaux Dynamiques, pour la CAO des Circuits RF et Micro-Ondes », THESE présentée à l'université de Limoges. N° d'ordre : 62-1998.
- [16] **Robert Montgomery**, "A Novel Technique for Double Sideband Suppressed Carrier Modulation of Optical Fields", IEEE Photonics Technology Letters, Vol.7, n°4, Avril 1995, pp. 434 – 436.
- [17] **John O'Reilly, Phil Lane, Rolf Heidemann and Rolf Hofstetter**, "Optical Generation of very narrow linewidth millimetre wave signals", Electronics letters, Vol.28 n°25, Décembre 1992, pp. 2309 – 2311.
- [18] **Yannis Le Guennec, Ghislaine Maury and Béatrice Cabon**, "Improvement of Dispersion Resistance in Analog Radio-on-Fiber Upconversion Links", Journal of Lightwave Technology, Vol.21 n°10, Octobre 2003, pp. 2211 – 2216.
- [19] **M. PRIGENT**, "Contribution à l'étude de la conversion de fréquence dans les circuits non-linéaires : application à la CAO d'oscillateurs à bruit de phase minimum », Thèse de doctorat de l'Université de Limoges, Sept. 1987, n° d'ordre 46-87.
- [20] **P. PENFIELD**, "Circuit theory of periodically driven nonlinear systems", Proc of the IEEE, Feb. 1966, pp. 266-280.

- [21] **E. NGOYA**, "Contribution à la Création d'Outils de CAO des Circuits Non Linéaires Microondes" Thèse de doctorat de l'Université de Limoges, n° d'ordre 36-88, Octobre 1988.

- [22] **Wooten Ed L., Murphy Edmond J. et Maack David**, "A review of lithium niobate modulators of fiber optic communications system", *Quantum Electronics. – IEEE*, 2000.-1: Vol. 6. –pp. 69-82.

- [23] **Zandano P., Pirola M. et Ghione G.**, «A new compact model for high-speed electro-optic modulators fully integrated within a microwave CAD environment», 2001 IEEE MTT-Symposium Digest, pp. 559-562.

- [24] **Chung Haeyang, Chang William S.C. et Alder Eric L.**, "Modeling and optimization of traveling wave LiNbO3 interferometric modulators", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 27, no 3, Mar. 1991, pp. 608-617.

- [25] **Yongqiang Shi, Lianshan Yan, and Alan Eli Willner**, "High-Speed Electrooptic Modulator Characterization Using Optical Spectrum Analysis," *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 21, Issue 10, pp. 2358- (2003).

Chapitre 4

Application à une étude système :

**Le discriminateur de fréquence
micro-onde à ligne à retard
optique**

4.1 Introduction

Le but de ce chapitre est d'étudier un système aujourd'hui classique, mais présentant un degré de complexité relativement élevé : le discriminateur de fréquence micro-onde à ligne à retard optique.

Assurément, le discriminateur de fréquence micro-onde à ligne à retard optique est aujourd'hui le système de mesure du bruit de phase des sources micro-ondes présentant la plus grande sensibilité. Il peut également être utilisé pour stabiliser des oscillateurs micro-ondes, et réaliser ainsi des sources accordables à haute pureté spectrale [14].

Il était donc primordial d'effectuer une étude complète de ce système dans le but d'améliorer ses performances.

Tout d'abord, nous appliquerons notre approche de modélisation détaillée dans le chapitre précédent en utilisant le logiciel Agilent ADS pour décrire le comportement de ce discriminateur. Ensuite, nous décrirons la topologie du banc que nous avons adopté ainsi que les résultats obtenus. Nous terminerons ce chapitre par une analyse complète des différentes contributions de bruit du système dans le but d'optimiser encore plus nos résultats.

4.2 La mesure du bruit de phase en hyperfréquences

Il existe plusieurs méthodes de mesure du bruit de phase en hyperfréquences [1]. Nous focaliserons notre attention sur deux techniques utilisées: la mesure avec l'analyseur de signal « Agilent E5052B » et la technique à référence passive utilisant une ligne de retard.

4.2.1 Mesure avec l'Agilent E5052B

Il s'agit d'un système de mesure basé sur des sources synthétisées classiques, mais présentant une approche de détection à corrélation. Tout le système est dédoublé, y compris les sources de référence, et l'approche par corrélation permet d'obtenir d'excellentes performances, du moins près de la porteuse.

Dans un premier temps, nous avons évalué les performances de ce nouveau banc. Il était donc nécessaire de déterminer les valeurs des différents paramètres permettant d'obtenir un bruit de phase minimum pour un signal d'entrée ayant une fréquence et une puissance données. Ces paramètres sont principalement : le gain IF, le facteur de corrélation et le moyennage.

Grâce à ce banc nous avons mesuré le bruit de phase de l'oscillateur saphir à 4.85 GHz. Il s'agit d'un oscillateur composé d'un amplificateur à TBH SiGe et d'un crystal de saphir résonnant sur des modes de galerie. Cette source sera détaillée dans le paragraphe 4.4.1.

Le résultat de cette mesure est représenté en figure 4.1. Quant à l'oscillateur, il sera décrit dans le paragraphe 4.4.1, paragraphe consacré à la description de notre approche expérimentale.

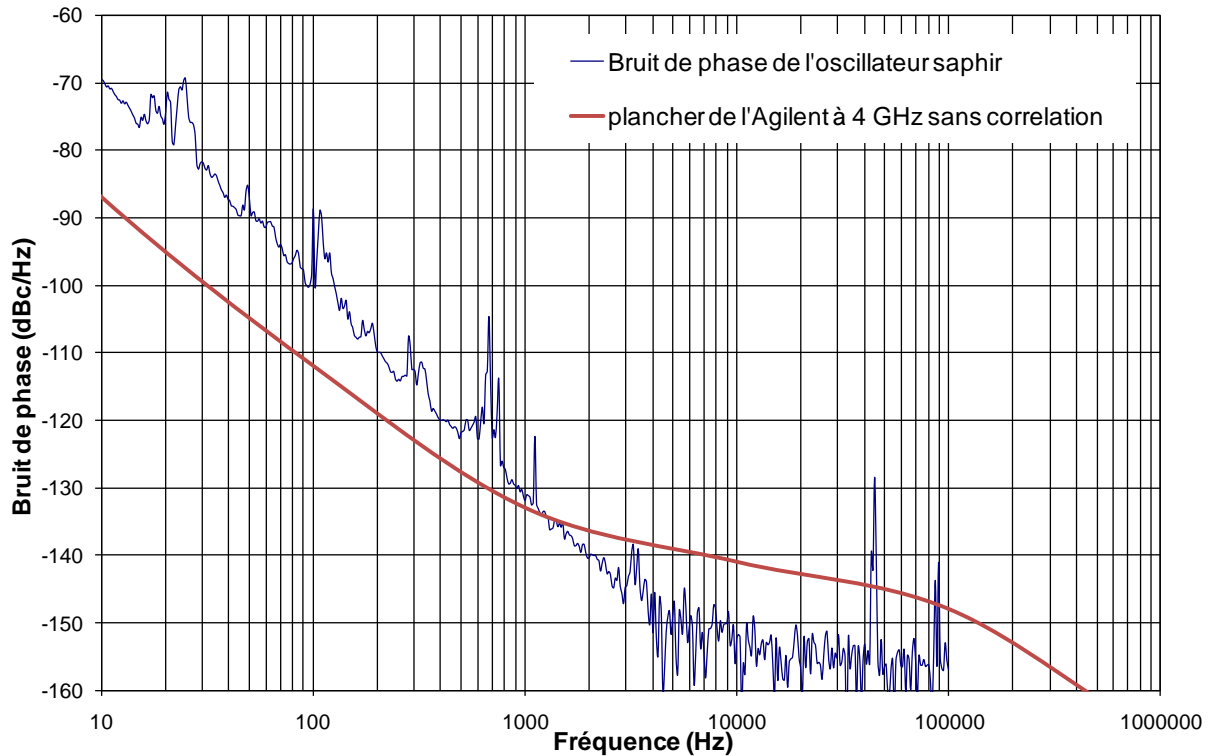


Figure 4.1 Bruit de phase de l'oscillateur saphir mesuré à l'aide de l'Agilent E5052B - Le plancher représenté est le plancher pour une voie de l'appareil (la corrélation permet de gagner 10-15 dB par rapport à ce plancher)

4.2.2 Technique à référence passive : la ligne à retard

Le banc dont nous disposons utilise la technique de la ligne à retard, qui agit comme un discriminateur de fréquence ; cette technique est facile à mettre en œuvre et de moindre coût.

Son principal défaut est son plancher de bruit élevé près de la porteuse : il s'agit d'une détection de fréquence, et le plancher de bruit suit naturellement la pente de bruit de phase d'un oscillateur libre [3]. En théorie, n'importe quel oscillateur libre est mesurable avec un discriminateur de fréquence, car il suffit de remplacer la ligne à retard par un résonateur au moins aussi surtendu que celui inclus dans l'oscillateur sous test [4]. Cependant remplacer la ligne à retard par un résonateur est délicat car il faut accorder le résonateur de l'oscillateur et celui du banc sur la même fréquence. Le schéma de principe de cette technique est montré en figure 4.2.

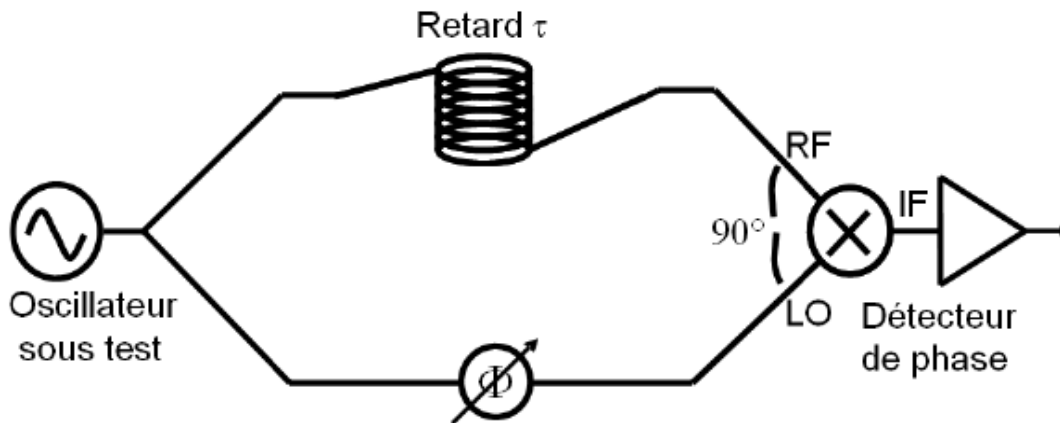


Figure 4. 2 Discriminateur de fréquence à ligne à retard

Ce type de banc est une sorte d'interféromètre (figure 4.2) : sur l'une des voies, le signal est retardé grâce à une longueur de ligne adéquate ; sur l'autre voie le signal est déphasé afin qu'il arrive en quadrature avec le premier sur un mélangeur faisant office de détecteur de phase.

En effet, la ligne à retard transforme les fluctuations de fréquence de la source sous test en fluctuations de phase détectables par le mélangeur. L'avantage principal de ce type de banc de mesure est de ne pas nécessiter de source de référence. Pour une description plus détaillée des techniques actives ou passives de mesure du bruit de phase des oscillateurs ultrastables, on pourra se reporter aux références [1] et [5].

Le détail des équations qui règlent le fonctionnement du discriminateur à ligne à retard est décrit amplement en [1], par conséquent nous ne rappellerons ici que les principaux résultats qui permettent une compréhension simple de ce système de mesure.

Les fluctuations de fréquence de la source sont transformées en fluctuations de tension selon un processus linéaire :

$$\Delta V(f_m) = K_m \Delta f(f_m) \quad (4.1)$$

Avec

$$K_m = 2 \pi \tau K_\phi \quad (4.2)$$

K_m est proportionnel au retard τ apporté par l'élément de référence et au coefficient de détectivité en phase K_ϕ du mélangeur. La calibration consiste à évaluer K_m . Pour cela, on utilise une source RF avec la même fréquence et la même amplitude que l'oscillateur à caractériser, modulée en fréquence avec un indice de modulation connu. On mesure ensuite les fluctuations de tension induites par le bruit de fréquence de l'oscillateur sous test et on en déduit la densité spectrale simple bande en dBc/Hz définie par l'équation :

$$L(f_m) = 20 \cdot \log \left(\frac{\Delta V(f_m)}{\sqrt{2} K_m f_m} \right) \quad (4.3)$$

Cette étape concernant la calibration sera réabordée dans le paragraphe 4.4.2 consacré à l'étude expérimentale du banc de bruit de phase basé sur le principe du discriminateur de fréquence à ligne à retard optique.

L'annexe 2 comprend le calcul concernant l'extraction du bruit de phase de ce type de banc.

4.3 Approche CAO

Les travaux menés sur la modélisation des systèmes optiques-hyperfréquences se poursuivent. Nous avons décrit dans le chapitre 3, les capacités du logiciel ADS à décrire les conversions de bruit en régime non-linéaire (entre différentes porteuses) d'une liaison optique incluant un modulateur de Mach-Zehnder (MMZ).

L'objectif maintenant est de simuler un discriminateur de fréquence incluant toutes les composantes de bruit : bruit optique et bruit électronique.

4.3.1 Description du modèle ADS du discriminateur

Notre objectif est de pouvoir décrire avec des équivalents de la bibliothèque d'ADS un discriminateur de fréquence micro-onde à ligne à retard optique.

Pour cela, nous avons adopté les mêmes modèles pour la source (le laser), le modulateur (MMZ) et la photodiode, que ceux les décrivant dans le chapitre précédent, tout en tenant

compte des différentes composantes de bruit qui sont principalement le bruit AM du laser, son bruit FM, et le bruit Schottky de la photodiode.

Le retard optique de 4 km est modélisé ici sous la forme d'une ligne hyperfréquence idéale de la bibliothèque d'ADS. La valeur de sa longueur ainsi que celle de son indice n ($n=1.4$ pour la fibre standard SMF28 utilisée) ont bien été prises en considération dans le modèle (figure 4.3).

Remarque : Dans le modèle actuel, la fibre est considérée comme un élément idéal, c'est-à-dire qu'elle n'apporte aucune contribution de bruit au système.

Ce modèle a été quelque peu revu, mais jusqu'à présent, il ne semble pas être évident de modéliser avec ADS tous les phénomènes qui pourront se produire à l'intérieur d'une fibre parcourue par un signal optique, notamment les effets non-linéaires.

La figure 4.4 représente le schéma implanté sous ADS pour décrire le banc de bruit de phase. Ce type de banc est un discriminateur de fréquence à ligne à retard optique, dont le principe reste le même que celui d'un discriminateur purement micro-onde et qui a été précédemment expliqué en paragraphe 4.2.2 : sur l'une des voies, le signal est retardé grâce à la bobine de fibre optique de 4 km ; sur l'autre voie le signal est déphasé afin qu'il arrive en quadrature avec le premier sur un mélangeur jouant le rôle de détecteur de phase.

Grâce à cette modélisation, il est possible de décrire les phénomènes de bruit déterminant le plancher de mesure de bruit de phase, et ceci offre donc la possibilité ultérieure d'optimiser ce plancher de bruit.

A titre de rappel : les données d'entrée en bruit du modèle sont : le bruit AM ($1/f +$ blanc) et le bruit FM ($1/f +$ blanc) du laser, le bruit schottky et le bruit en $1/f$ de la photodiode. Les non-linéarités sont quant à elles celles déjà décrites pour la liaison optique simple : réponse non-linéaire du Mach-Zehnder, réponse quadratique de la photodiode et non-linéarité capacitive de la photodiode (très faible pour la zone de polarisation inverse considérée).

4.3.2 Procédure et résultat de simulation

La procédure de simulation du plancher de bruit de phase du banc est assez proche de celle utilisée pour la mesure du plancher de bruit d'un banc réel :

1) calibrage de la fonction de transfert phase -> tension de sortie en fonction de la fréquence.

- 2) relevé du bruit en tension en sortie pour une source idéale en entrée (bruit de phase nul)
- 3) calcul du bruit de phase équivalent en entrée en utilisant les résultats des étapes 1) et 2).

Cela s'exprime comme suit :

$$L_{dB} = 20 \cdot \log(\Delta V) + 20 \cdot \log\left(\frac{1}{2\pi\tau K_{\phi} f_m \frac{\sin(\pi f_m \tau)}{\pi f_m \tau}}\right) \quad (4.4)$$

La figure 4.5 représente le résultat de la simulation ADS menée en suivant cette procédure. On remarque les pics successifs espacés de 50 kHz (à cause du retard de 4 km) et associés à une baisse de sensibilité de la liaison (fonction de transfert) pour un ensemble discret de fréquences correspondant à des rotations de phase complètes dans la ligne à retard longue (cas d'une ligne de 4 km).

Dans la gamme de fréquence DC-20 kHz, une pente de bruit en 20 dB/décade est observée. Ce bruit est bien sûr le plancher de bruit blanc de la liaison optique (voir le chapitre 3 pour la simulation en bruit de la liaison simple), dont la pente a été modifiée par la fonction de transfert du banc à ligne à retard.

Nous devons signaler aussi l'absence de la composante en 1/f qui a été expérimentalement observée en dessous de 1 kHz.

L'étude expérimentale menée sur ce banc fera l'objet du paragraphe suivant.

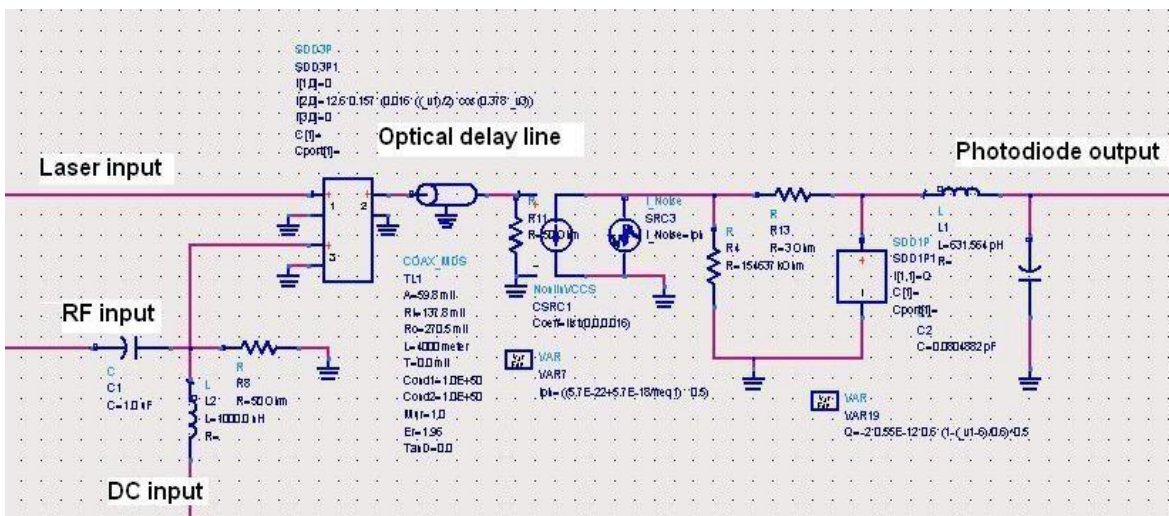


Figure 4. 3 Modélisation ADS des quelques éléments optoélectroniques

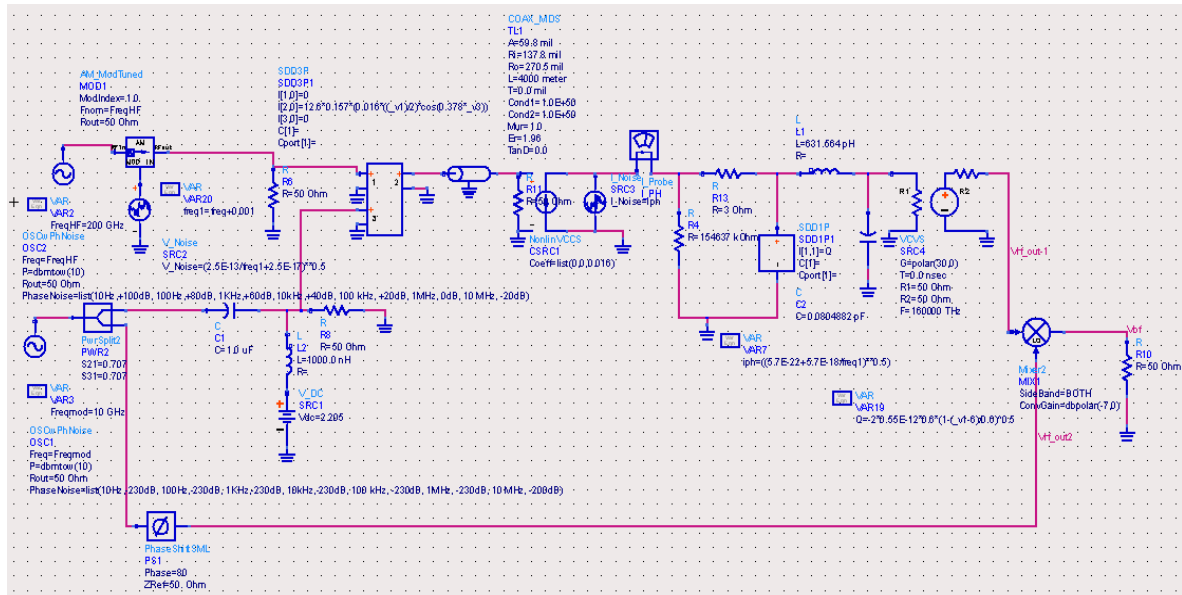


Figure 4. 4 Modèle ADS du banc de bruit de phase

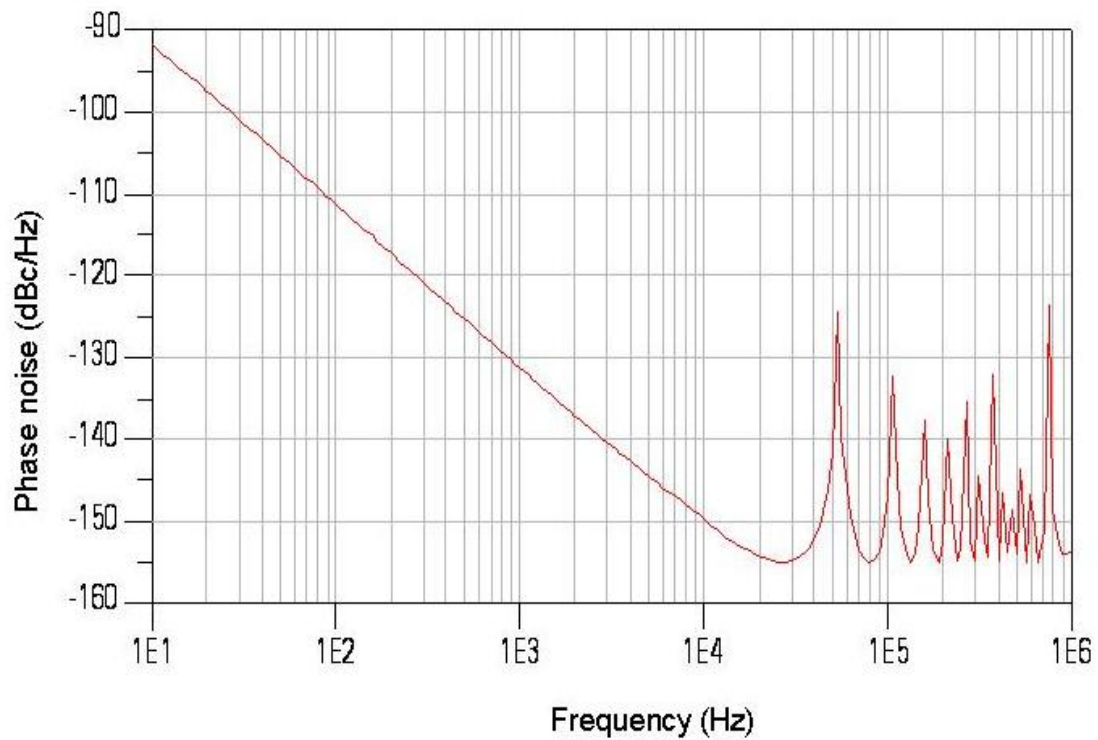


Figure 4. 5 Résultat de la simulation ADS pour l'évaluation du plancher de bruit de phase du banc avec ligne à retard optique de 4 km (autour de la porteuse RF 10 GHz)

4.4 Approche expérimentale

La mesure du plancher de bruit de phase du discriminateur micro-onde à ligne à retard optique reste cependant assez délicate.

Dans un système entièrement hyperfréquence, l'évaluation du plancher de bruit du discriminateur de fréquence s'effectue généralement en court-circuitant la ligne à retard pour supprimer la détectivité en fréquence et observer ainsi le plancher de bruit de phase lié au mélangeur et à l'amplificateur de sortie. Ceci est justifié par le fait que la ligne coaxiale hyperfréquence est un composant purement passif et linéaire, qui a peu de chances d'apporter une contribution au bruit du système autrement que par ses pertes (la ligne est en fait remplacée dans la procédure par un atténuateur de même valeur).

Dans un discriminateur à ligne à retard optique, nous avons des présomptions fortes qu'une partie non négligeable du bruit provienne de la ligne à retard optique elle-même. En effet, des phénomènes de dispersion, des réflexions parasites (bruit interférométrique) ou des non-linéarités peuvent, dans le cas de la fibre optique, amener une contribution directe au bruit de phase. Il est donc essentiel de caractériser en bruit le système complet, incluant la ligne à retard optique. Car mesurer le plancher de bruit de phase en la court-circuitant pourrait conduire à surévaluer largement les performances du banc de mesure.

La seule technique dans ce cas consiste en l'utilisation d'une source à très haute pureté spectrale. Un oscillateur saphir micro-onde a donc été utilisé pour vérifier la capacité du banc de mesure opto-hyper à caractériser les sources à très faible bruit de phase.

4.4.1 Description de l'oscillateur Saphir utilisé comme source RF

La source dont nous disposons est un oscillateur saphir à 4,85 GHz conçu initialement lors de la thèse de G. Cibiel [23]. Nous nous contentons ici d'une description succincte de cet oscillateur.

Il s'agit d'un oscillateur à 4,85 GHz, réalisé en associant un amplificateur SiGe à faible bruit de phase et un résonateur saphir à modes de galeries (WGM : « Whispering gallery mode ») présentant un coefficient de qualité en charge de 60000 [23].

Il a par la suite été mis dans un boîtier avec une thermalisation passive du résonateur saphir à l'aide d'une plaque de cuivre épaisse.

La performance de l'oscillateur à nouveau assemblé et mis en boîtier a été testée grâce au nouveau système de mesure de bruit de phase disponible depuis un peu plus d'un an au LAAS, l'Agilent E5052B (déjà présenté en 4.2.1).

Le résultat de la mesure de bruit de phase de cet oscillateur saphir a été présenté en figure 4.1 et s'est révélé un peu plus élevé que ce à quoi nous nous attendions, par rapport aux résultats de la thèse de G. Cibiel. Il s'agit peut être d'un problème d'optimisation du résonateur ou de vieillissement des composants actifs. Il était néanmoins difficile, par cette seule mesure, de statuer définitivement sur le bruit mesuré (bruit de l'oscillateur ou bruit du banc de mesure ?).

Nous avons donc ensuite mesuré ce même oscillateur à l'aide du banc optique. Cette étude sera évoquée dans le paragraphe suivant dont le principe est illustré en figure 4.6.

4.4.2 Mesure du bruit de phase de l'oscillateur saphir 4.85 GHz à l'aide du banc à ligne à retard optique

4.4.2.1 Description générale

Par rapport à la version de ce banc optique présentée dans la thèse de B. Onillon [7], les changements sont les suivants : nous disposons maintenant d'un laser à plus forte puissance de sortie, et de plus faible RIN, ainsi que d'un nouveau modulateur MZ.

D'autre part, nous avons choisi de ne pas travailler avec l'annulation de porteuse optique, car ceci implique de doubler la fréquence également dans la voie OL du mélangeur ce qui suppose l'utilisation d'un doubleur de fréquence à faible bruit de phase, composant difficile à réaliser pour des applications large bande. Notons que le doubleur utilisé dans la thèse de B. Onillon était un doubleur à transistor SiGe (réalisé dans le cadre d'un contrat CNES); il s'agissait d'un circuit à très faible bruit de phase, mais à bande étroite (17%) centrée sur 4,6 GHz en entrée et 9,2 GHz en sortie.

Nous avons dans un premier temps conservé dans le banc optique l'annulation de porteuse hyperfréquence [7] permettant de diminuer notablement le bruit de phase en $1/f$ apporté par l'amplificateur hyperfréquence situé en aval de la photodiode. Dans un deuxième temps, nous avons supprimé cet amplificateur et le circuit interférométrique RF associé. Ce

circuit était en effet délicat à régler et semble ramener une composante de bruit de type vibrations mécaniques. Il reste néanmoins possible à tout moment de le rajouter si la puissance en sortie de photodiode est insuffisante.

En l'absence d'amplificateur en sortie de photodiode, la sensibilité du mélangeur est évidemment diminuée, mais le spectre est plus propre, la mesure plus facile et l'utilisation d'un laser de bonne puissance de sortie permet d'obtenir un bon niveau RF en sortie même sans amplificateur.

Le mélangeur est un modèle à faible bruit en $1/f$ (diodes silicium) fonctionnant en quadrature (cf. figure 4.6), soit avec une différence de phase de $\pi/2$ (ou de 90°) entre les deux voies du mélangeur OL et RF, et réalisant ainsi un détecteur de phase.

L'amplificateur BF à la sortie du mélangeur présente un bruit équivalent en entrée plus faible que le bruit propre du mélangeur. Dans notre cas, l'amplificateur BF utilisé dans le banc de mesure possède un gain de 40 dB et un plancher de bruit de $0,95 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$. Il s'agit d'un produit non commercial conçu au LAAS à partir d'un amplificateur opérationnel AO797.

Le banc de mesure est présenté en figures 4.6 et 4.7, puis le résultat de cette étude en figure 4.8.

4.4.2.2 Précautions de mesures

Aux diverses contributions de bruit intrinsèques au système lui-même, et responsables du niveau de plancher de bruit du banc, peuvent s'ajouter également des perturbations externes [8] principalement liées aux vibrations mécaniques du banc, à des fluctuations thermiques ou à des signaux électriques externes.

Les vibrations mécaniques et les fluctuations thermiques sont responsables de la dégradation du plancher de bruit du banc très près de la porteuse. Afin d'éviter d'éventuels problèmes de vibration, certaines précautions ont été prises en compte : la stabilité mécanique du banc est renforcée avec l'utilisation d'une table anti-vibratoire. Pour les problèmes de stabilité thermique, la réalisation des mesures dans une salle climatisée, ainsi que l'isolation

de la bobine de fibre de 4 km et de l'oscillateur Saphir dans des boîtes thermalisées d'une manière passive, ont suffi pour réduire cet effet néfaste sur la performance du banc.

Enfin, l'alimentation, à l'aide de batteries, des éléments du système de mesure (le laser, le MMZ, la photodiode, les amplificateurs, la source micro-onde, ...), ainsi que l'utilisation de la cage de Faraday permettent d'annuler assez efficacement les perturbations électriques externes.

♣ Calibrage

La procédure de calibrage consiste à remplacer la source à mesurer qui est l'oscillateur saphir dans notre cas, par une source de même fréquence, de même amplitude, et modulée en fréquence dans la gamme de mesure. Nous avons utilisé pour cela un synthétiseur Wiltron (Wiltron 69147A, 10 MHz – 20 GHz) et un commutateur afin de passer facilement du synthétiseur à l'oscillateur étudié et vice versa.

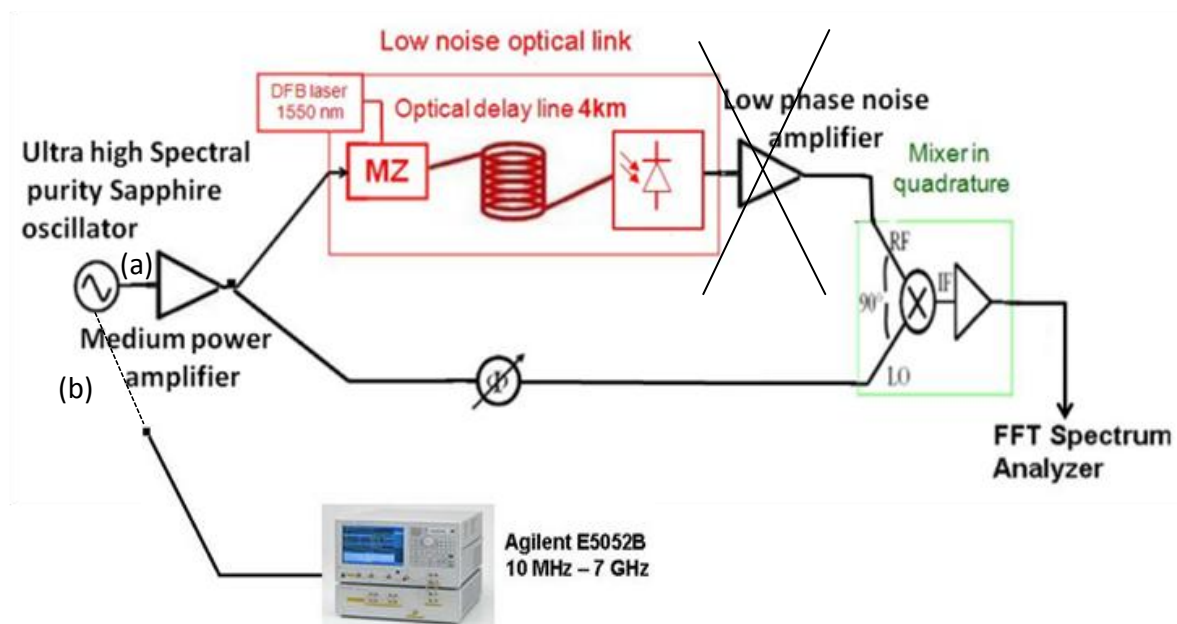


Figure 4. 6 Procédure de test du banc de mesure de bruit de phase à ligne optique : a) mesure de l'oscillateur saphir 4.85 GHz sur le banc à ligne à retard optique b) mesure de ce même oscillateur avec le banc Agilent E5052B et la technique de corrélation

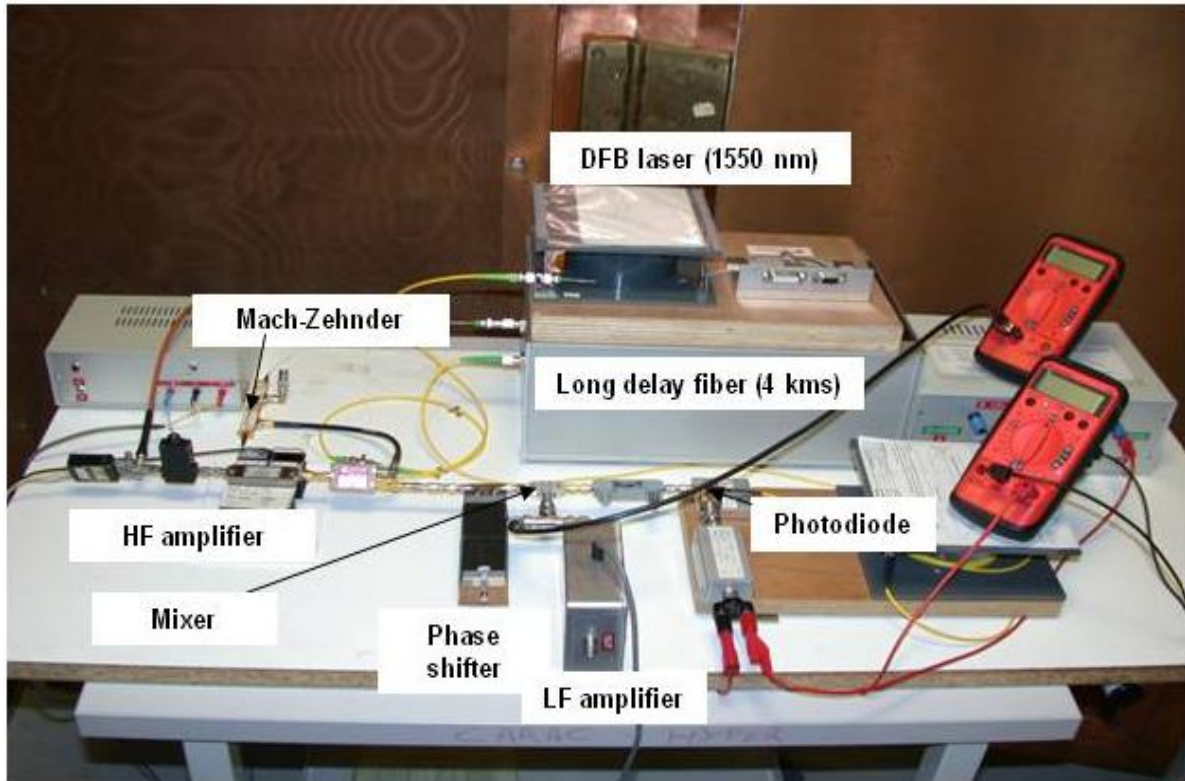


Figure 4. 7 Discriminateur de fréquence à ligne à retard optique

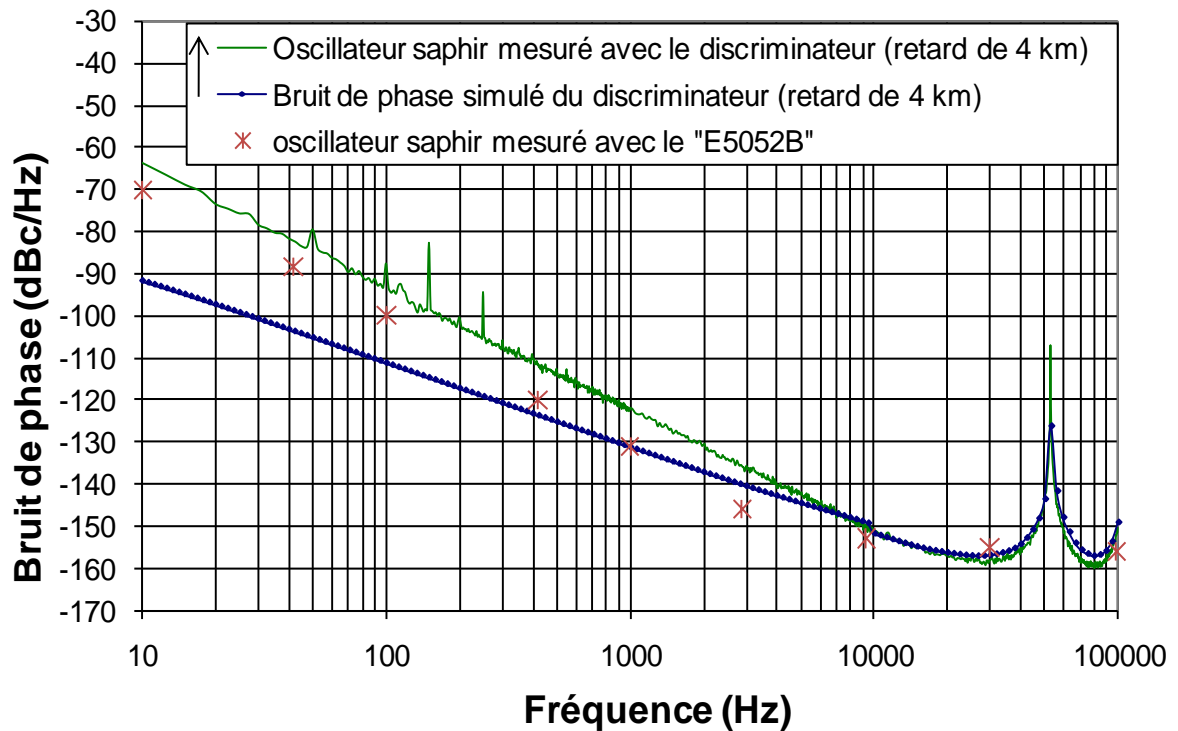


Figure 4. 8 Résultat de l'évaluation du plancher de bruit du discriminateur à l'aide de l'oscillateur saphir et plancher de bruit de phase simulé (bruit blanc de fréquence/phase uniquement)

Un assez bon accord a pu être trouvé avec les mesures effectuées avec le « E5052B ». Ceci permet de fixer une performance minimale pour le banc de bruit de phase à ligne à retard optique. On peut penser néanmoins que le plancher de bruit du banc est encore meilleur de quelques dB par rapport à cette mesure. Une aide pour estimer cette performance provient de la simulation : la courbe de bruit de phase simulée est également représentée sur le spectre. Dans la partie haute du spectre, on remarque un bon accord entre cette simulation et la mesure.

Bien entendu, il faudra à terme pouvoir simuler également la composante de bruit en $1/f$ qui apparaît sous la forme d'une pente à 30 dB/dec sur la courbe de mesure.

Toutefois, la limite imposée par notre source sous test (l'oscillateur saphir) n'est pas loin d'être atteinte, et il n'est pas exclu du tout que le plancher de bruit de phase réel du banc soit de l'ordre de celui ayant été simulé.

Enfin, notre objectif est la réalisation d'un banc à hautes performances et large bande, c'est-à-dire susceptible de travailler sur une gamme de fréquences de 4 à 18 GHz. Le seul élément limitant actuellement en termes de largeur de bande est l'amplificateur d'entrée. Il s'agit d'un amplificateur AML 26PNA3201 travaillant dans la bande 2–6 GHz, avec des performances en bruit de phase de -175 dBc/Hz à 100 kHz de la porteuse et de -153 dBc/Hz à 100 Hz de la porteuse, son gain en puissance est de 29 dB.

C'est bien un amplificateur à faible bruit de phase également, mais moins sensible que celui en sortie de photodiode car non inclus dans le pont de phase. Ce composant peut néanmoins facilement être remplacé sans modifier le reste du banc.

4.4.3 Analyse des différentes contributions de bruit

Les contributions de bruit dans notre banc de bruit de phase viennent aussi bien des dispositifs optiques que des dispositifs micro-ondes. En plus, la position du composant peut aussi jouer un rôle, c'est-à-dire que sa contribution en bruit n'aura pas le même effet s'il est localisé entre les deux bras du détecteur de phase ou s'il est à l'entrée du système.

Le bruit de phase dû aux conversions optique/électrique peut être mesuré en utilisant l'approche de bruit de phase résiduel, comme pour la mesure du bruit de phase additif d'un amplificateur micro-ondes.

4.4.3.1 Bruit résiduel optique (sans la ligne à retard) comparé au bruit de l'amplificateur RF

La figure 4.9 représente le bruit de phase résiduel de deux amplificateurs micro-ondes, mesuré avec une puissance d'entrée de -25 dBm. Cette grandeur est comparée au bruit de phase résiduel de la liaison optique avec un retard court et aucun amplificateur en sortie de photodiode. Un des amplificateurs est considéré comme conventionnel avec un gain de 30 dB et une bande passante 2-18 GHz (Watkins-Johnson), tandis que le deuxième est un amplificateur AML présentant un gain de 25 dB, une bande passante de 8-12 GHz et spécifié pour son faible bruit de phase.

Cette étude montre que le bruit de phase de la liaison optique est relativement bas et inférieur au bruit de phase de l'amplificateur RF, y compris un modèle spécifié pour son faible bruit de phase. Cela signifie que l'utilisation d'un amplificateur à la sortie de la liaison optique dégraderait les performances de bruit de phase et qu'une meilleure performance peut être obtenue sans aucun amplificateur, surtout que le signal de sortie est assez élevé pour obtenir un coefficient de détection de phase suffisant K_ϕ sur le mélangeur. C'est la raison pour laquelle nous avons éliminé l'amplificateur RF situé à la sortie du banc utilisé lors de la thèse de B.Onillon [7].

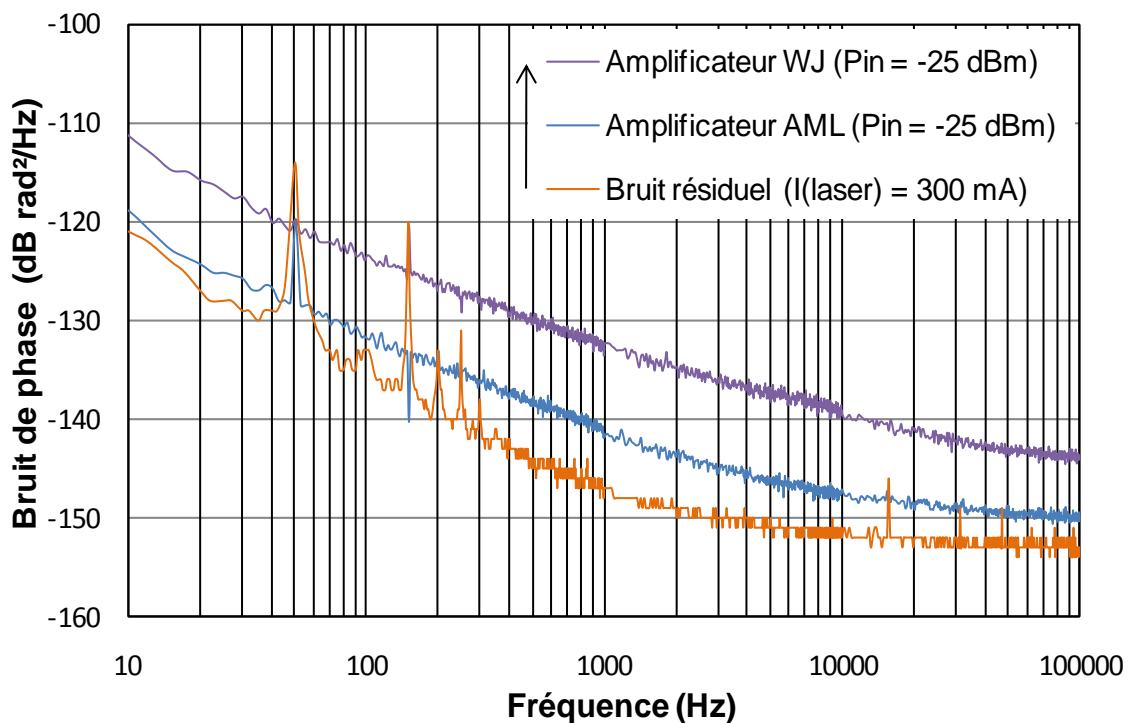


Figure 4. 9 Bruit de phase à 10 GHz d'une liaison optique courte comparé au bruit de phase d'amplificateurs RF – les amplificateurs sont testés à bas niveau de puissance d'entrée (régime linéaire)

4.4.3.2 Bruit de la liaison optique dans le cas d'un retard long

Un autre point intéressant est d'étudier une possible contribution de bruit venant de la ligne à retard optique de 4 km. Cette contribution peut résulter de certains processus interférométriques optiques dans la ligne à retard, comme la diffusion Rayleigh par exemple (cf. chapitre 5).

Nous avons été confrontés lors de la mise au point de notre banc à une augmentation du bruit de phase à forte puissance optique (> 10 mW) dans la ligne à retard. Dans un premier temps, nous avons ajouté un atténuateur optique à l'entrée de la ligne afin de réduire cette puissance à quelques mW dans la fibre de 4 km. La figure 4.10 montre une importante amélioration du bruit de phase grâce à l'ajout de cet atténuateur.

Nous citerons dans le paragraphe suivant d'autres expériences que nous avons réalisées, comme l'utilisation d'isolateurs optiques ou le remplacement de la fibre standard par une fibre à dispersion décalée dans le but d'améliorer les résultats du bruit de phase du système.

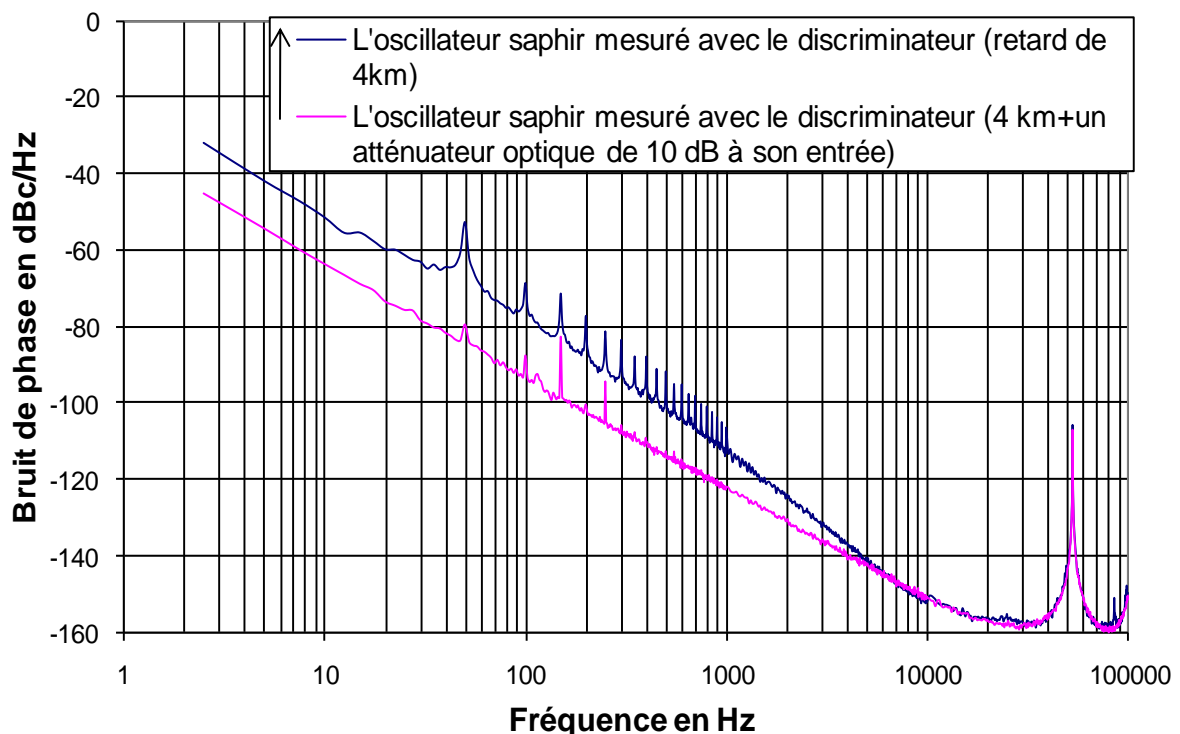


Figure 4. 10 Influence de la puissance injectée dans la fibre optique

4.4.3.3 Les contributeurs de bruit en $1/f$ dans les composants optoélectroniques

Chaque composant électronique ou optoélectronique supportant un courant ajoute à ce courant des fluctuations à basse fréquence, présentant généralement un spectre en $1/f$ [9]. Ces fluctuations de courant peuvent être converties en bruit de phase par les non-linéarités du système [10]. C'est le cas ici des diodes laser et des photodiodes [11] et [12].

La conversion des contributions en bruit de ces éléments dans un système non-linéaire est un processus complexe, qui ne peut être décrit qu'en utilisant une approche CAO spécifique (comme les matrices de conversion dans l'équilibrage harmonique – voir chapitre 3) et un modèle précis des dispositifs. Cette approche a été décrite en détail dans le chapitre précédent. En revanche, l'approche présentée dans ce paragraphe est basée sur des facteurs de conversion relevés expérimentalement.

Un des résultats obtenu avec notre modèle non-linéaire montre que la conversion directe du bruit en $1/f$ de la photodiode en bruit de phase devrait être relativement faible (cf. paragraphe 3.4.4 du chapitre 3) dans la mesure où la capacité de la photodiode est presque constante lorsque cette dernière est polarisée en inverse (cas pour lequel nous avons un comportement de photodétection). Ainsi cette fluctuation ne pourra que difficilement affecter la phase du signal RF.

Nous avons donc concentré nos investigations expérimentales sur le bruit en $1/f$ du laser et la possibilité qu'il puisse être converti en fluctuation de phase de la modulation RF. Comme n'importe quelle source de fréquence, le bruit du laser peut être divisé en deux composantes : bruit d'amplitude et bruit de fréquence (ou de phase).

La mesure de bruit de fréquence en $1/f$ avait révélé que ce paramètre augmente avec le courant de polarisation du laser, contrairement au RIN qui s'améliore à fort courant de polarisation (voir chapitre 2).

Cela signifie que le choix d'un niveau de courant de polarisation est difficile et ne peut pas être basé uniquement sur ces deux mesures : nous devons déterminer si la composante principale dans le bruit de phase en $1/f$ observée à la sortie de la liaison optique est liée à une conversion de bruit d'amplitude du laser ou plutôt à son bruit de fréquence.

Afin de répondre à nos questionnements, nous avons mis en place un banc spécifique dont le synoptique est représenté en figure 4.11.

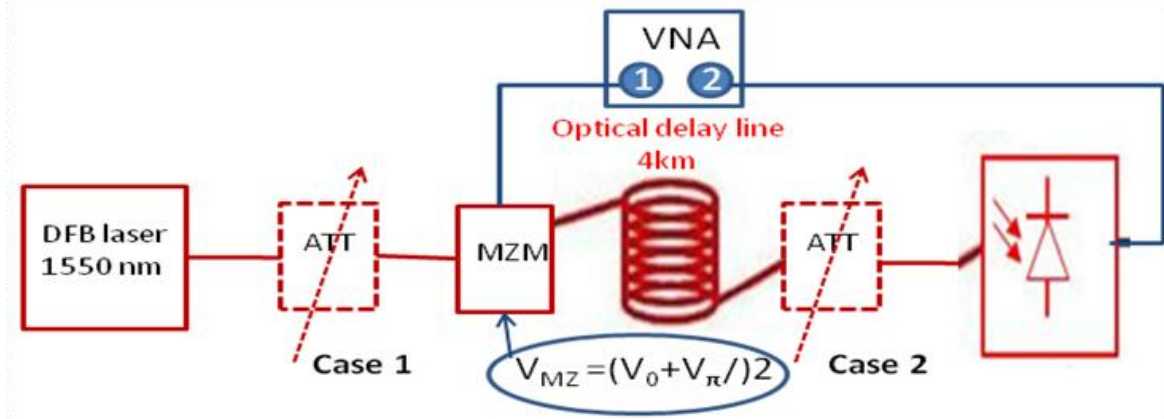


Figure 4. 11 Structure du banc de mesure de la sensibilité de la phase RF à la sortie de la photodiode à une variation de la puissance du laser (cas 1) ou à une variation de la puissance reçue sur la photodiode (cas 2)

Le principe est le suivant : en utilisant un analyseur de réseau vectoriel (VNA), avec une approche semblable à celle décrite en [13] pour des oscillateurs optiques micro-ondes, nous avons étudié la sensibilité de la phase micro-onde à la variation de la puissance optique.

Pour cela, il a fallu polariser le laser à une certaine valeur de courant fixe et en utilisant un atténuateur optique variable, nous avons pu modifier la puissance optique reçue par la photodiode.

La figure 4.12 montre que la variation de la phase RF en fonction de la puissance du laser est presque constante dans notre cas (contrairement à [13]).

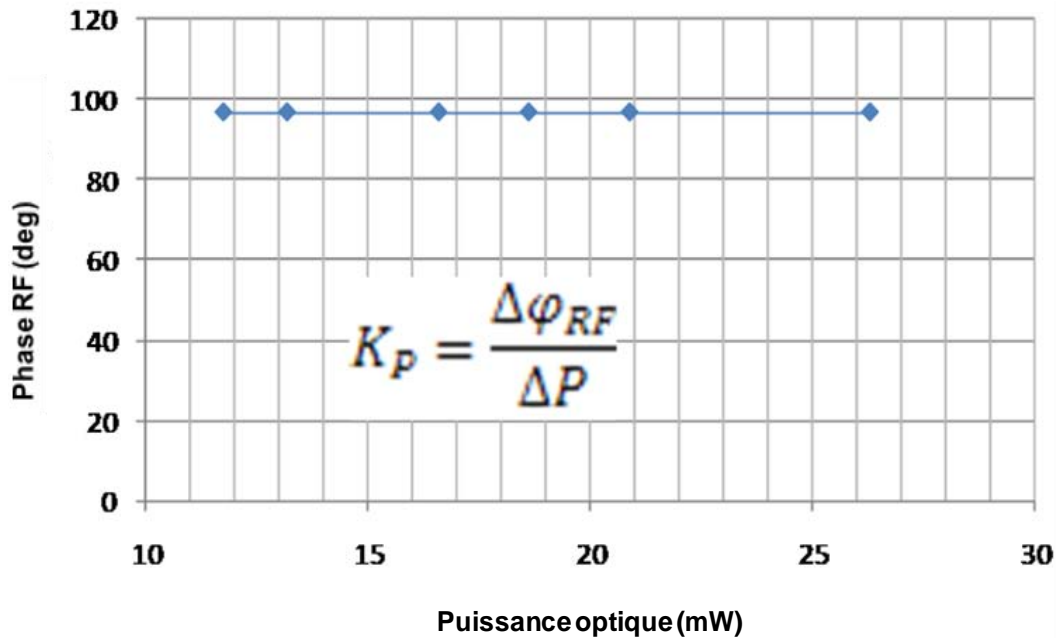


Figure 4. 12 Comportement de la phase RF à la sortie du système en fonction de la puissance optique détectée par la photodiode

La même expérience a été testée à nouveau avec cette fois-ci une variation de la longueur d'onde du laser, obtenue en variant son courant de polarisation. La variation d'amplitude issue de la variation de courant est compensée avec l'aide de l'atténuateur de sorte que seul l'effet de la variation de fréquence subsiste.

Dans ce cas, une variation forte et presque linéaire de la phase RF a été observée, avec une pente de $\frac{\Delta\varphi_{RF}}{\Delta\lambda} = 125^\circ/nm$ (figure 4.13).

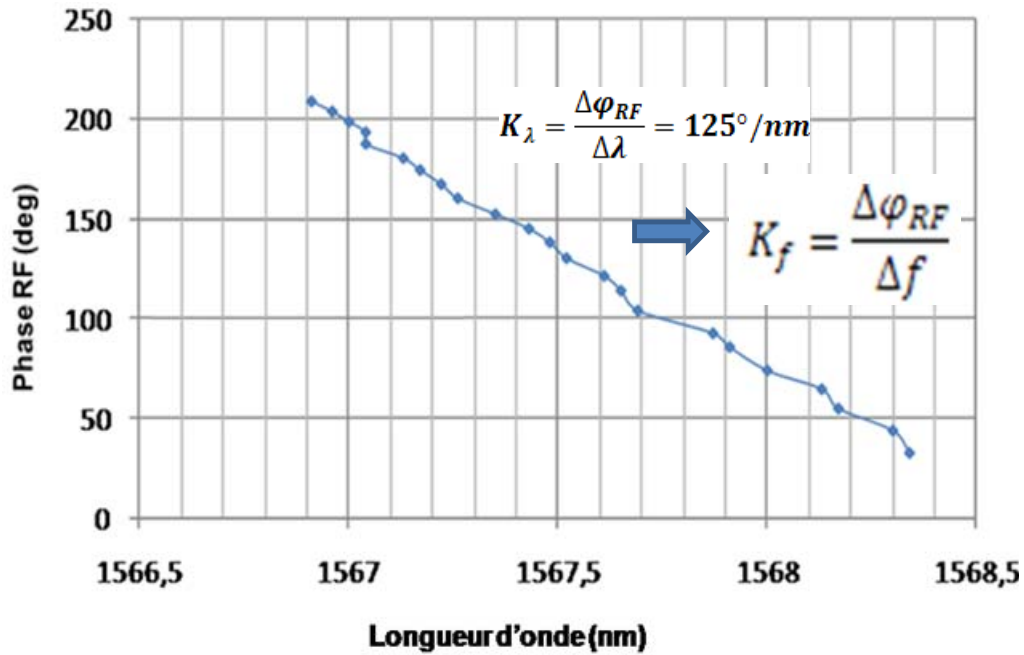


Figure 4. 13 Comportement de la phase RF à la sortie du système en fonction de la longueur d'onde d'émission du laser

Grâce à cette étude nous avons pu déterminer les facteurs de conversion K_P et K_f issus respectivement des fluctuations de bruit d'amplitude $\overline{\Delta P^2}$ et de bruit de fréquence $\overline{\Delta f^2}$, avec :

$$K_P = \frac{\Delta\varphi_{RF}}{\Delta P} \quad \text{et} \quad K_f = \frac{\Delta\varphi_{RF}}{\Delta f}.$$

En effet, le facteur K_f est déduit de K_λ par un simple calcul :

$$\text{On a : } K_f = \frac{\Delta\varphi_{RF}}{\Delta f} = \frac{\Delta\varphi_{RF}}{\Delta\lambda} \frac{\Delta\lambda}{\Delta f} \quad \text{avec } f = \frac{c}{\lambda}$$

$$\text{Ainsi, } K_f = \frac{\Delta\varphi_{RF}}{\Delta\lambda} \frac{\lambda^2}{c}$$

Remarque :

La sensibilité de la longueur d'onde du laser à la variation de son courant de polarisation a été précédemment mesurée sur un analyseur de spectre optique. Le résultat de cette étude a été présenté en chapitre 1.

A partir de cette courbe, nous avons pu extraire le paramètre $\frac{\Delta\lambda}{\Delta I} = 7,5 \text{ pm/mA}$. Ce qui permet de calculer $\frac{\Delta\varphi_{RF}}{\Delta f}$.

En effet,

$$\text{On a : } \frac{\Delta\varphi_{RF}}{\Delta f} = \frac{\Delta\varphi_{RF}}{\Delta l} \frac{\Delta l}{\Delta f} \text{ avec } \frac{\Delta l}{\Delta f} = \frac{\lambda^2}{c} \frac{\Delta l}{\Delta \lambda}$$

Le facteur de sensibilité de phase RF a ensuite été utilisé avec les données de bruit de fréquence du laser afin de quantifier la contribution de ce bruit au bruit de phase RF.

Dans la figure 4.14, cette contribution est représentée, avec deux autres contributions au plancher de bruit du discriminateur de fréquence optique micro-onde qui sont le bruit de phase additif de l'amplificateur micro-onde utilisé à l'entrée du discriminateur et le bruit de phase du mélangeur.

Comme le montre clairement le graphe de la figure 4.14, la contribution des fluctuations de fréquence du laser est la contribution dominante au plancher de bruit du système.

Nous avons superposé ces résultats aux données expérimentales sur le bruit du discriminateur de fréquence mesuré avec l'oscillateur saphir. Comme l'indique les graphes, le bruit de phase calculé à partir de la conversion de bruit de fréquence du laser est pessimiste comparé au plancher de bruit mesuré.

La différence peut être due aux incertitudes de calibrage dans la mesure de bruit de fréquence du laser ou à une petite différence dans la configuration du système quand la sensibilité de la phase RF à la variation de la longueur d'onde du laser a été mesurée (ou à la différence des pertes optiques).

Cependant, cette étude démontre la prépondérance du bruit de fréquence du laser et ouvre la voie à une amélioration du banc de mesure : soit par la réduction du bruit du laser lui-même (par exemple, utilisation d'un laser à cavité externe), soit par la réduction du coefficient de conversion $\frac{\Delta\varphi_{RF}}{\Delta f}$.

La nouvelle optimisation du système exigera de pouvoir trouver un compromis entre les contraintes du plancher de bruit de phase additif, qui est principalement lié au rapport signal à bruit de la liaison optique et exige ainsi que le laser fonctionne à fort courant de polarisation et les contraintes du bruit de phase en $1/f$, qui suppose un laser polarisé plus bas en courant.

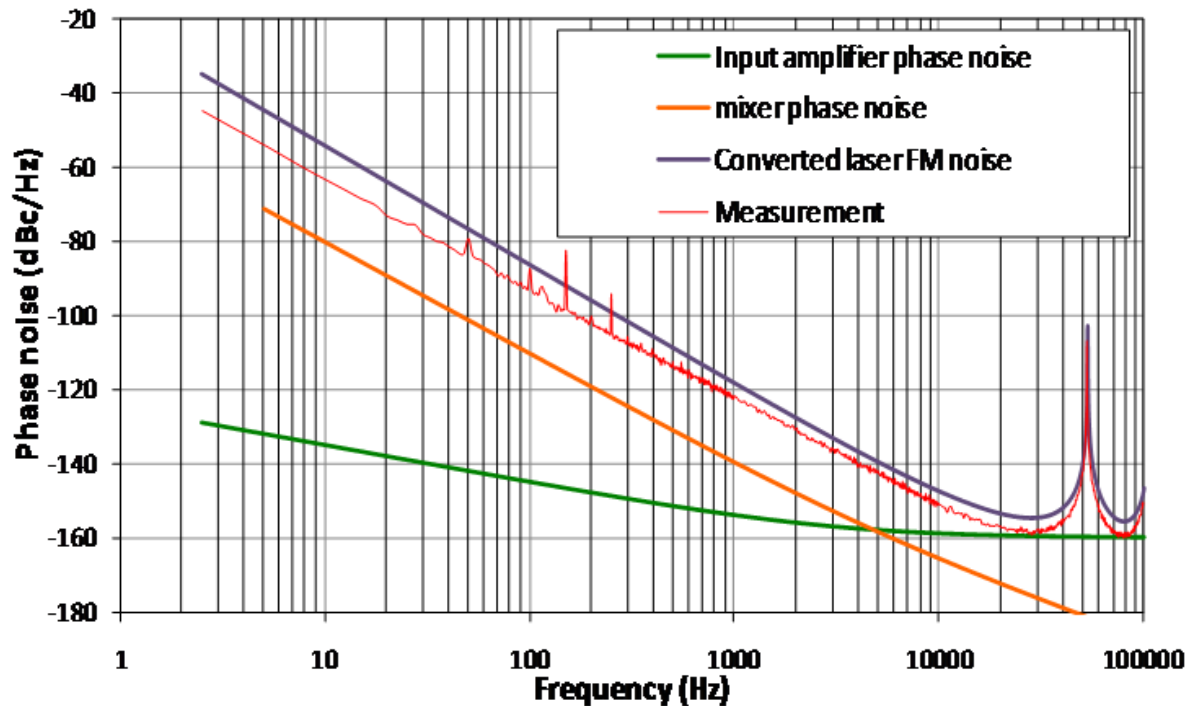


Figure 4. 14 Reconstitution du spectre de bruit de phase (à 10 GHz) à partir des différentes contributions de bruit mesurés dans le système et des coefficients de conversion

Remarque importante :

Ces résultats nous ont amené à faire le lien entre le coefficient de conversion $\frac{\Delta\phi_{RF}}{\Delta\lambda}$ et le phénomène de dispersion chromatique dans une fibre optique standard.

Dans les transmissions sur fibre optique monomode, la dispersion chromatique traduit l'élargissement temporel (ΔT) d'une impulsion au bout d'une longueur L de fibre (L= 4 km pour notre cas) (figure : R). Elle est exprimée en ps/(nm·km).

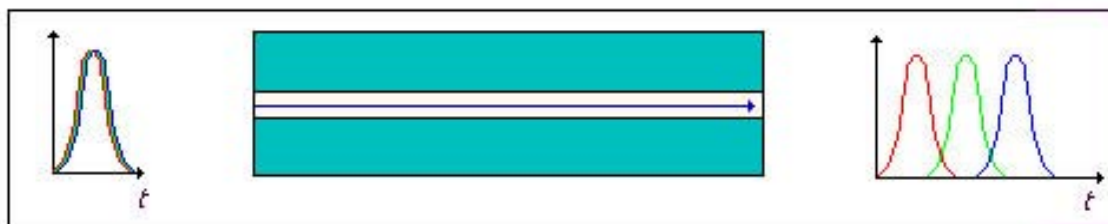


Figure R Dispersion Chromatique dans une fibre monomode

On a la relation suivante [2] : $\Delta T = D L \Delta \lambda$

Ici, $D = 17 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ pour le cas de la fibre utilisée (une fibre monomode standard SMF28).

$\Delta \lambda$ est la largeur spectrale de la source optique

D'autre part, on a : $\Delta \varphi_{RF} = \omega_{RF} \cdot \Delta T$

avec $\omega_{RF} = 2\pi f_{RF}$ ($f_{RF} = 4.85 \text{ GHz}$ est la fréquence d'oscillation du saphir).

Ainsi :

$$\Delta \varphi_{RF} = D L \omega_{RF} \Delta \lambda$$

D'où: $\frac{\Delta \varphi_{RF}}{\Delta \lambda} = \omega_{RF} D L$

L'application numérique nous donne : $\frac{\Delta \varphi_{RF}}{\Delta \lambda} \approx 2,1 \text{ rad/nm} \approx 120^\circ / \text{nm}$

Il est donc très probable que la conversion des fluctuations de fréquence du laser en fluctuations de la phase RF soit liée à la dispersion chromatique de la fibre optique.

L'idée qui nous est donc venue est de remplacer notre bobine de fibre conventionnelle (SMF28) par une autre bobine de fibre à dispersion décalée (ou NZ-DSF, acronyme de Non Zero – Dispersion Shifted Fiber). Ce type de fibre est connu par son faible coefficient de dispersion à la longueur d'onde de fonctionnement.

Nous avons donc acheté une fibre « LEAF » (de l'anglais: Large Effective Area Fiber) de chez Corning. D'après le constructeur, cette fibre présente un coefficient de dispersion $D = 4 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ à 1550 nm et un indice de réfraction de groupe de 1,468 à 1550 nm.

Contrairement à nos prévisions, les mesures de bruit de phase avec ce type de fibre n'ont pas fourni de meilleurs résultats comparés à ceux obtenus avec la fibre classique en optimisant la liaison optique.

Plusieurs tentatives d'optimisation ont été réalisées avant d'arriver à celle qui nous a donné les meilleurs résultats. Ces tentatives ont consisté à modifier les paramètres de la puissance injectée dans la fibre et la présence ou l'absence d'isolateurs optiques en entrée et en sortie de la ligne à retard. La figure 4.15 résume quelques tests réalisés dans cet objectif.

Pour le moment et vu que nous n'avons obtenu qu'un minimum d'informations de la part du constructeur concernant cette fibre, nous ne pourrions pas affirmer que le phénomène de la dispersion chromatique est le seul ou le principal facteur responsable des phénomènes de conversion de bruit de fréquence en bruit de phase en $1/f$. En effet, il peut s'agir de d'autres phénomènes de bruit dans la fibre optique et que nous n'avons pas quantifiés (effet Brillouin ou diffusion Rayleigh par exemple).

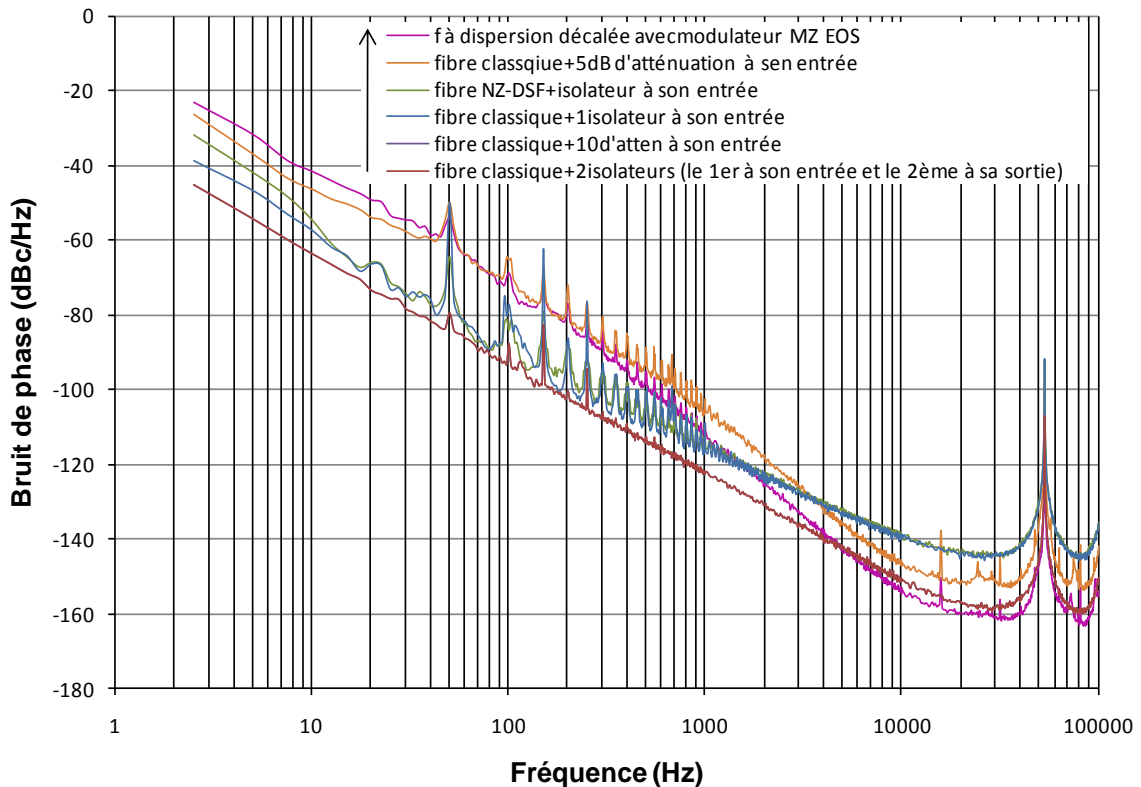


Figure 4. 15 Phénomène de conversion du bruit dans le retard optique en bruit de phase à la sortie du système²

4.5 Conclusion

Notre approche de modélisation a permis de décrire avec succès le comportement d'un discriminateur de fréquence à ligne à retard optique excepté la composante en $1/f$ autour de la porteuse RF. Grâce à cette approche nous avons décrit des phénomènes de bruit déterminant le plancher de mesure de bruit de phase.

Sur la base de ce travail, un discriminateur de fréquence micro-onde utilisant une ligne à retard optique de plusieurs kilomètres a été conçu et réalisé. Ce système présente des

² Le résultat en bruit de phase du test réalisé avec l'atténuateur optique de 10 dB à l'entrée de la bobine de fibre standard et celui réalisé avec deux isolateurs optiques (à l'entrée et à la sortie de cette même bobine de fibre) sont quasiment identiques et donnent les meilleures performances en bruit de phase.

performances en bruit de phase à l'état de l'art : nous avons pu mesurer un plancher de bruit de phase inférieur à -150 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse (signal à 5 GHz).

Ensuite, nous avons adopté une approche de «petites perturbations» afin de quantifier la contribution en bruit de chaque élément du discriminateur. Le résultat de cette étude nous a permis de démontrer l'influence du bruit de fréquence du laser sur le bruit de phase à basses fréquences, ainsi que reconstituer le spectre de bruit de phase précédemment mesuré.

La nouvelle optimisation du système exigera de pouvoir trouver un compromis entre les contraintes du plancher de bruit de phase additif, qui est principalement lié au rapport signal à bruit de la liaison optique, et les contraintes du bruit de phase en $1/f$.

Dans tous les cas, le bruit du laser joue un rôle très important car c'est son bruit d'amplitude (RIN) qui fixe le plancher de bruit blanc haute fréquence, et son bruit de fréquence qui semble déterminer le bruit en $1/f$ du discriminateur.

Enfin, nous sommes capables de réaliser une source accordable à haute pureté spectrale en verrouillant un oscillateur accordable sur ce système, ce qui fera l'objet du chapitre 6 de ce manuscrit.

Bibliographie

- [1] **O.Llopis**, chapitre La mesure du bruit de phase en hyperfréquence, dans l'ouvrage mesures en hyperfréquences, Hermes Sciences, Lavoisier, Paris 2004.
- [2] **G.P. Agrawal**, « Fiber-optic communication systems » deuxième édition, Wiley Series in Microwave and Optical Engineering, Kai Chang, 1997.
- [3] **O. Llopis**, « Approche théorique et expérimentale du bruit de phase des oscillateurs micro-ondes », Habilitation à diriger des recherches, rapport LAAS N° 00366, Juillet 2000.
- [4] **Jacques Verdier**, « Etude et modélisation des transistors à effet de champ micro-ondes à basse température ; application à la conception d'oscillateurs à haute pureté spectrale », Thèse présentée à l'Université Paul-Sabatier de Toulouse, 1997.
- [5] **Rainee Simons**, Optical Control of Microwave Devices, Artech House, Boston (Etats-Unis), 1990.
- [6] **G. Cibiel**, « Contribution à l'analyse d'amplificateurs micro-ondes à très faible bruit de phase. Application à la réalisation d'une source à très haute pureté spectrale en bande C », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, Déc. 2003.
- [7] **B. Onillon**, « Liaisons optiques faible bruit pour la distribution de références de fréquences micro-ondes », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, Oct. 2006.
- [8] **G. Vasilescu**, « Bruit et signaux parasites », Edition Dunod.
- [9] **A. Van der Ziel**, « Noise in solid state devices and circuits », JohnWiley & Sons, Inc, 1986.
- [10] **J.B. Juraver**, « Modélisation en bruit en régime non-linéaire de transistors micro-ondes. Applications à l'optimisation d'oscillateurs à faible bruit de phase », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, 2000.
- [11] **E. Rubiola, E. Salik, Nan Yu, L. Maleki**, "Flicker noise in high-speed p-i-n photodiodes", Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on Volume 54, Issue 2, Part 2, Feb. 2006 Page(s):816 – 820.
- [12] **M.-B. Bibey, F. Deborgies, M. Krakowski, D. Mongardien**, "Very low phase-noise optical linksexperiments and theory", Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on Volume 47, Issue 12, Dec. 1999 Page(s):2257 – 2262.

- [13] **Danny Eliyahu, David Seidel, and Lute Maleki**, “RF Amplitude and Phase-Noise Reduction of an Optical Link and an Opto-Electronic Oscillator”, IEEE Transactions on Microwave Theory and Tech., Vol. 56, N° 2, Feb. 2008, pp. 449-456.
- [14] **K. Volyanskiy et al.**, “Applications of the optical fiber to the optical fiber to the generation and to the measurement of low-phase-noise microwav signals”, J. Opt. Soc. Am B, vol 25, n° 12, Dec 2008.

Chapitre 5

Bruit de phase interférométrique et problèmes liés à la fibre optique

5.1 Introduction

Si les composants optiques peuvent être sélectionnés de telle manière que leurs caractéristiques en bruit ne dégradent pas le bilan de liaison ou la pureté spectrale des signaux à transmettre, il existe des phénomènes, difficilement quantifiables, nuisibles aux bonnes performances de la liaison optique. Parmi ces phénomènes, nous allons étudier les réflexions optiques en retour générées à l'interface de composants optiques passifs, et spécialement par les connecteurs optiques, appelé aussi phénomène de bruit interférométrique.

Ce chapitre sera consacré aux phénomènes de bruits qui peuvent avoir lieu dans une fibre optique longue, cela en réalisant une analyse de ses différentes caractéristiques (longueur, connecteurs d'extrémités,...) dont l'influence sur les performances des liaisons optiques en général s'avère essentielle.

5.2 Etude du bruit interférométrique

5.2.1 Introduction au phénomène

Outre le bruit électrique et le bruit du laser, il existe d'autres phénomènes physiques qui pourront dégrader la qualité d'un système optique en termes de rapport signal/bruit. Les réflexions optiques en retour, générées à l'interface de composants optiques actifs ou passifs (connecteurs, épissures...) ou intrinsèques au composants lui-même (discontinuités de l'indice de réfraction d'une fibre optique par exemple), font partie de cette catégorie.

Elles peuvent entraîner :

- Des pertes dans la liaison,
- Des interférences avec le signal optique transmis,
- Une dégradation du Taux d'Erreur de Bit (TEB ou de l'anglais B.E.R) dans les liaisons optiques numériques,
- Une dégradation du rapport signal/bruit (SNR ou de l'anglais CNR) dans les liaisons optiques analogiques.

En particulier, ces réflexions parasites peuvent générer du bruit interférométrique causé par une réflexion de lumière en retour sur la source laser entraînant ainsi une augmentation de son bruit d'intensité et de son bruit de fréquence [4] et [5]. On constate donc dans ce cas des fluctuations de la puissance de sortie et des dérives de la longueur d'onde centrale d'émission. C'est pourquoi des isolateurs optiques sont communément intégrés dans la plupart des émetteurs optiques disponibles sur le marché. Ceci est tout particulièrement vrai pour les liaisons optiques analogiques où des lasers avec des isolateurs optiques double-étage permettant d'obtenir de très faibles RIN sont préconisés.

Dans le cas de multiples réflexions dans la liaison, des micro-cavités résonantes peuvent également être créées. Elles se traduisent par l'apparition de pics, avec un pas correspondant à l'intervalle spectral libre (ISL) de la cavité, sur les différents spectres optiques ou RF observés en sortie de la liaison.

Pour des liaisons optiques analogiques, la modélisation de tels phénomènes est plus complexe et prend en compte la largeur spectrale du signal à transmettre ainsi que la longueur de la liaison. Pour la transmission de signaux RF de faible bruit de phase, une réflectivité inférieure à -50 dB pour chacun des composants est requise [1].

Une telle conclusion peut-être applicable dans notre cas à la distribution ou la commutation optique de références de fréquence ultra-stables où les spécifications en termes de stabilité et de pureté spectrale du signal sont très contraignantes.

L'objectif du paragraphe suivant est donc de réaliser une étude expérimentale afin de quantifier le bruit ajouté par un interféromètre parasite lié aux imperfections des connecteurs et d'interpréter cette source de bruit, en particulier de la relier au bruit de fréquence du laser.

En réalité, cet interféromètre parasite conduit à la détection du bruit de fréquence du laser alors que dans une liaison à modulation d'amplitude, on ne s'attend pas a priori à trouver un terme issu du bruit de fréquence.

5.2.2 Etude expérimentale

Le but de cette partie est de vérifier expérimentalement l'influence de la réflectivité parasite des connecteurs dans une liaison optique analogique sur le bruit de phase du signal RF de sortie. Dans cet objectif, des mesures de bruit de phase sur une configuration particulière d'interféromètre optique ont été effectuées.

Le principe de cet interféromètre est le même que celui qui a été utilisé dans le banc de mesure de bruit de fréquence (cf. chapitre 2). La principale différence est liée au fait qu'il est déséquilibré :

Le faisceau laser est divisé à l'aide d'un coupleur 10/90, en deux parties entre les deux bras de l'interféromètre. Ces deux parties du faisceau effectuent deux trajets différents. Le dixième de la puissance optique se propageant dans la 1^{ère} branche, subit un retard contrôlé (2 mètres dans un 1^{er} cas et 5 mètres dans le 2^{ème}) et est atténué optiquement (Figure 5. 1). La somme des deux branches est ensuite mélangée à l'aide d'un deuxième coupleur 10/90 dans une photodiode.

Ce système a été monté dans une boîte thermalisée d'une manière passive (isolant thermique+cuivre) afin de le protéger des variations de température.

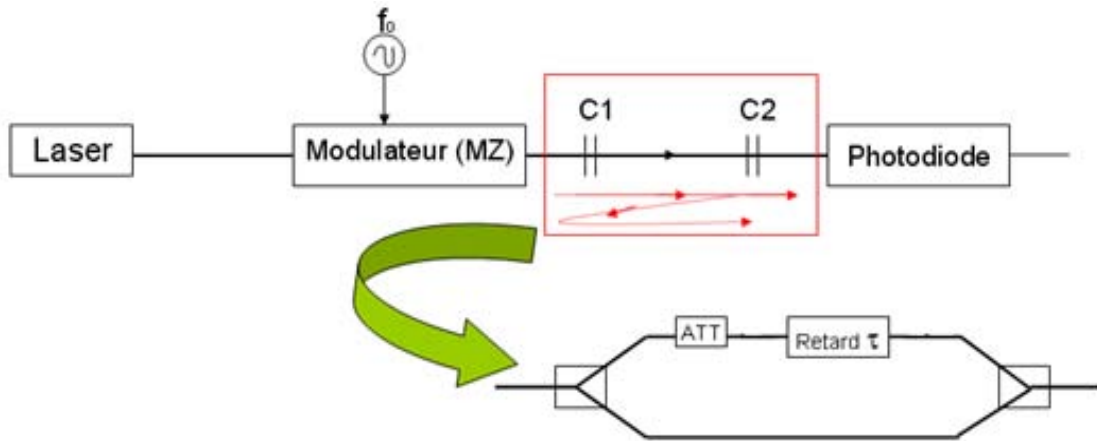


Figure 5. 1 Description d'une interférence optique causée par les connecteurs des fibres optiques

Deux montages expérimentaux ont été mis en œuvre : un premier montage destiné à transmettre des signaux hyperfréquences, et un deuxième pour la transmission de fréquences RF.

L'étude RF a été menée à 10 MHz en cage de Faraday, pour éviter les signaux parasites. Le laser DFB est modulé directement en courant par la source RF à faible bruit de phase un OCXO Wenzel Premium 10 MHz-SC. Le bruit de la liaison est mesuré pour différentes valeurs d'atténuation, et deux longueurs de fibre, en évaluant la perturbation apportée par la liaison optique au spectre de l'OCXO.

L'étude micro-onde quant à elle, a été menée à une fréquence d'entrée de 4,8 GHz et une fréquence de sortie de 9,6 GHz. En effet, la transmission utilisée est la modulation externe par un modulateur de Mach-Zehnder (MZ) en mode DSB-CS, c'est-à-dire à annulation de porteuse, qui conduit à une multiplication par deux de la fréquence du signal RF transmis. La source micro-onde utilisée est un synthétiseur Marconi 2042, à faibles bruits FM et AM. La configuration optique reste la même que dans le cas 10 MHz (avec l'ajout du modulateur de MZ). La mesure effectuée dans ce cas est une véritable mesure de bruit de phase résiduel de la liaison optique (éliminant le bruit de la source).

5.2.2.1 Etude expérimentale à 10 MHz

Comme il a été déjà mentionné, il s'agit de créer une interférence afin de simuler les réflexions parasites causées par les connecteurs optiques. La figure 5.2 représente le banc mis en place afin de déterminer l'influence d'une telle interférence optique sur le bruit de phase d'une liaison optique à 10 MHz. A cette fréquence, le laser est modulé directement par la source RF à faible bruit de phase (OCXO). Le faisceau laser subira l'interférence optique

décrite précédemment, puis sera récupéré par une photodiode. Enfin, le banc de bruit de phase Agilent E5052B permet de mesurer le bruit en sortie du système. Ce bruit est ensuite comparé au bruit de phase de l'OCXO mesuré directement sur l'analyseur Agilent E5052B.

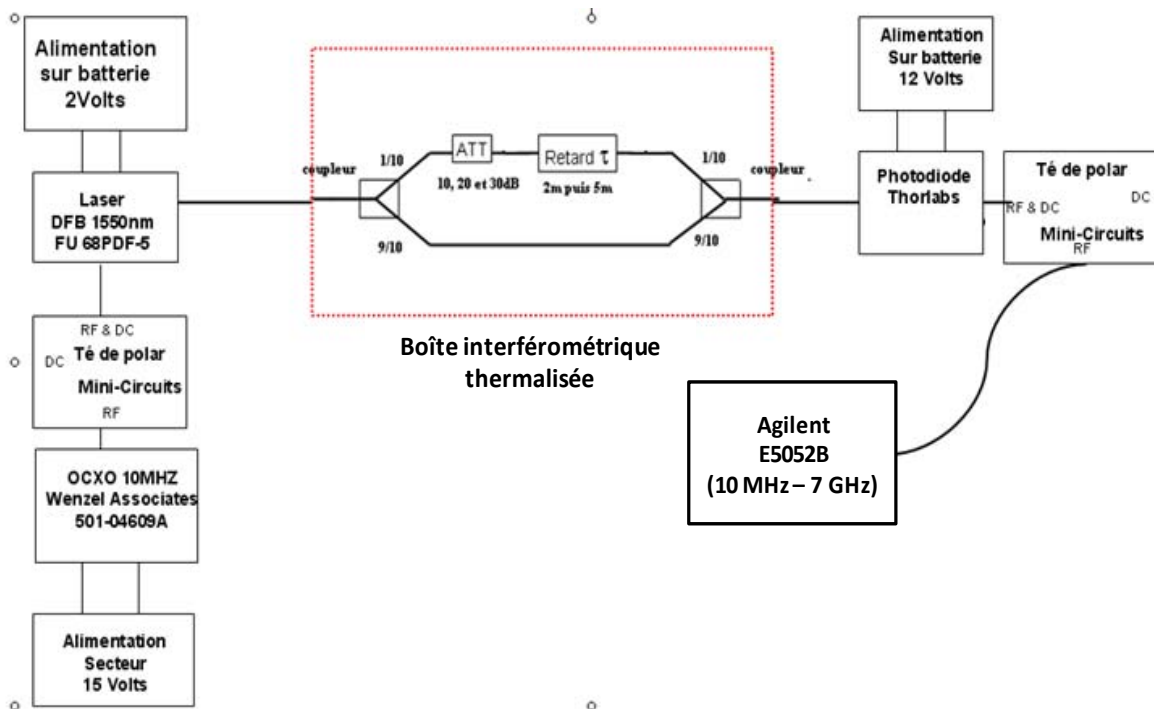
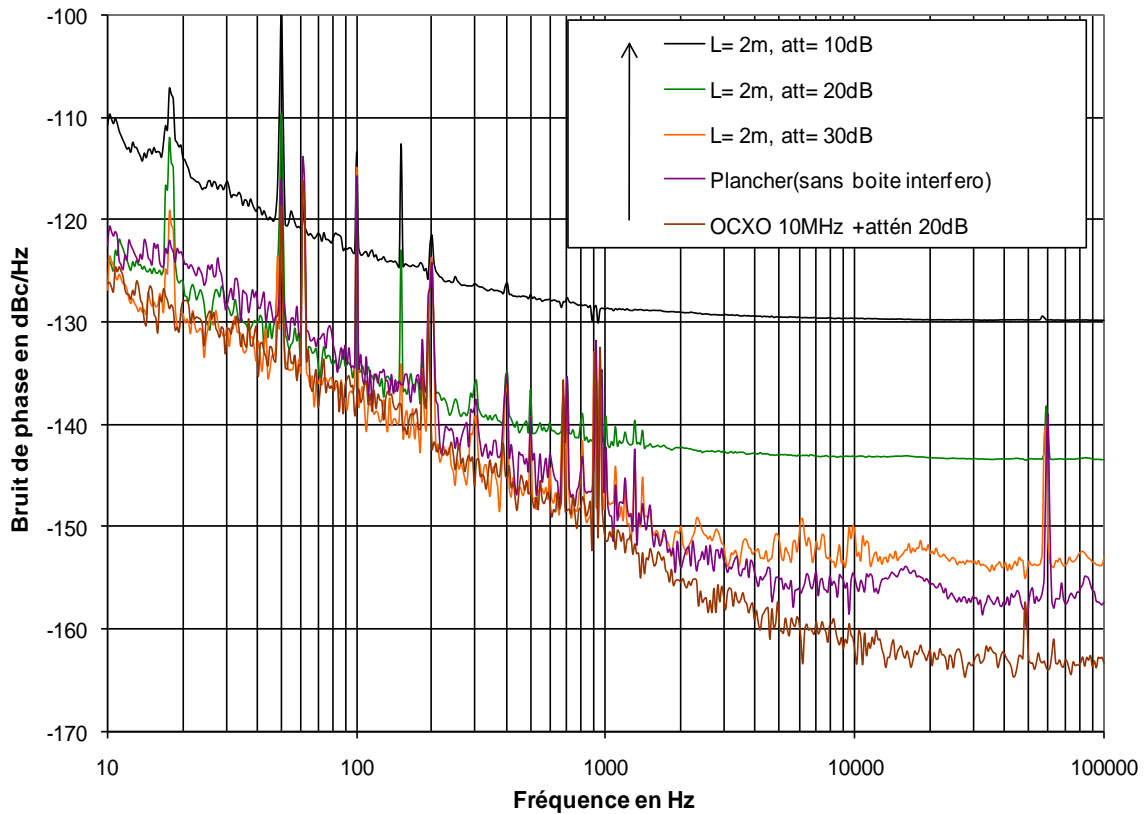


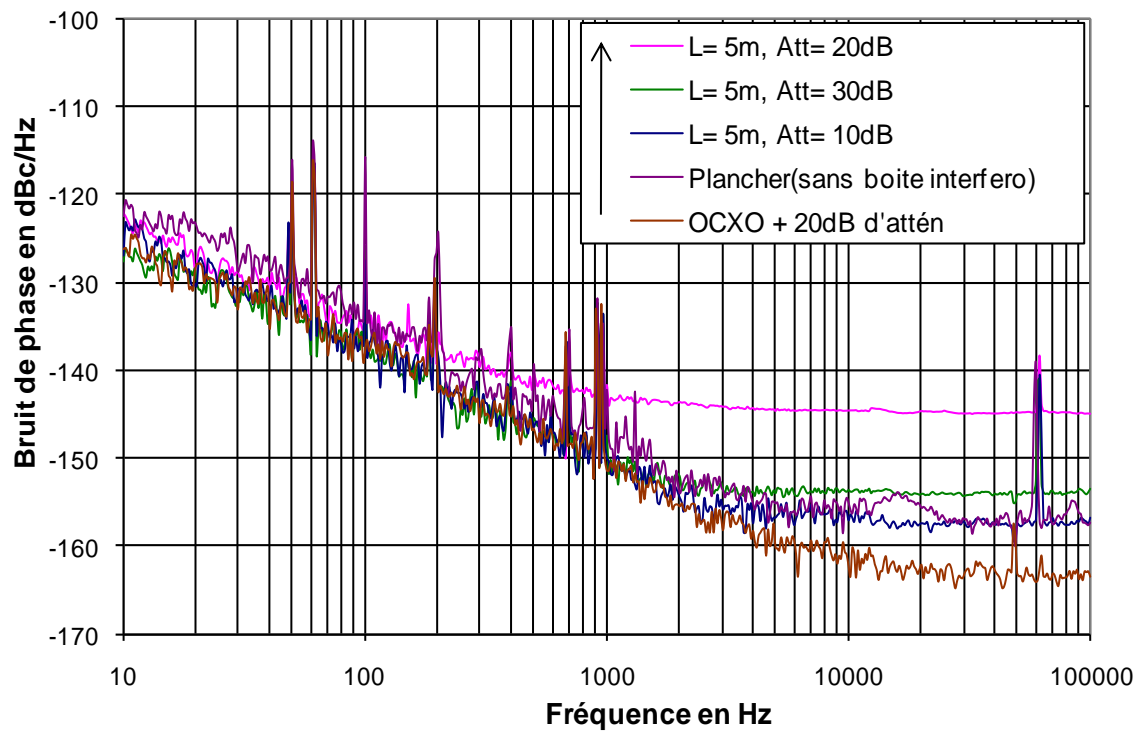
Figure 5. 2 Description du banc d'étude de l'influence d'une interférence optique sur le bruit de phase d'une liaison optique à 10 MHz

Les résultats du bruit résiduel de la liaison pour deux longueurs différentes (2 mètres et 5 mètres) et pour plusieurs valeurs d'atténuation sont représentés en figures 5.3 et 5.4.

On obtient un plancher de mesure très intéressant de l'ordre de -155 dBc/Hz. Par ailleurs, on observe un problème de bruit ajouté à 10 dB et 20 dB d'atténuation (30 dB et 40 dB avec les coupleurs), pour les deux longueurs. Finalement, dans le cas des deux longueurs et à 30 dB d'atténuation (50 dB avec les coupleurs), on a un résultat très proche de la mesure réalisée sans interférence optique et des données du constructeur pour le bruit de phase de l'OCXO.



**Figure 5. 3 Bruit de phase de la liaison à 10MHz pour L= 2 mètres
et pour différentes valeurs d'atténuation**



**Figure 5. 4 Bruit de phase de la liaison à 10MHz, pour L= 5 mètres
et pour différentes valeurs d'atténuation**

5.2.2.2 Etude expérimentale à 10 GHz

Dans ce cas, le laser est modulé en externe par un modulateur de Mach-Zehnder. Comme nous l'avons précisé auparavant, le type de modulation utilisé est le mode DSB-CS, acronyme de Double Side Band-Carrier Suppression ou modulation à l'annulation de la porteuse. Il s'agit d'envoyer un signal modulant à l'aide d'une source micro-onde à une fréquence d'entrée de 4,8 GHz. Ainsi, grâce au type de modulation choisi (DSB-CS ; c'est-à-dire le modulateur de MZ est polarisé à son V_{π}), on récupère le signal de sortie à une fréquence de 9,6 GHz. La détection de phase se fait grâce à un mélangeur à diodes silicium suivi d'un amplificateur. En effet, à cette fréquence, il est plus judicieux d'effectuer une mesure de type « bruit de phase résiduel », en comparant le bruit de phase ajouté par la liaison optique à un bras de référence (comprenant uniquement le multiplieur par deux et des composants passifs).

Le choix de la fréquence de 4,8 GHz a été motivé par la disponibilité en laboratoire d'un multiplieur par deux à faible bruit de phase à cette fréquence. Ce circuit développé pour une application « horloge atomique » et basé sur un transistor SiGe, présente un bruit de phase négligeable par rapport à celui de la liaison optique.

La source à 4,8 GHz est un synthétiseur Marconi 2042 (aujourd'hui IFR 2042) qui présente à la fois un très faible bruit de phase et un faible bruit d'amplitude. La figure 5.5 décrit la configuration du banc de mesure dans ce cas.

Les figures 5.6 et 5.7 représentent les résultats issus de cette étude. Nous avons observé un bruit ajouté pour une atténuation de 10 dB (cas pessimiste par rapport aux pertes réelles causées par les connecteurs). Par contre, dans les cas plus proches de la réalité (interféromètre parasite faible), les réflexions parasites n'influent pas sur le bruit de la liaison optique.

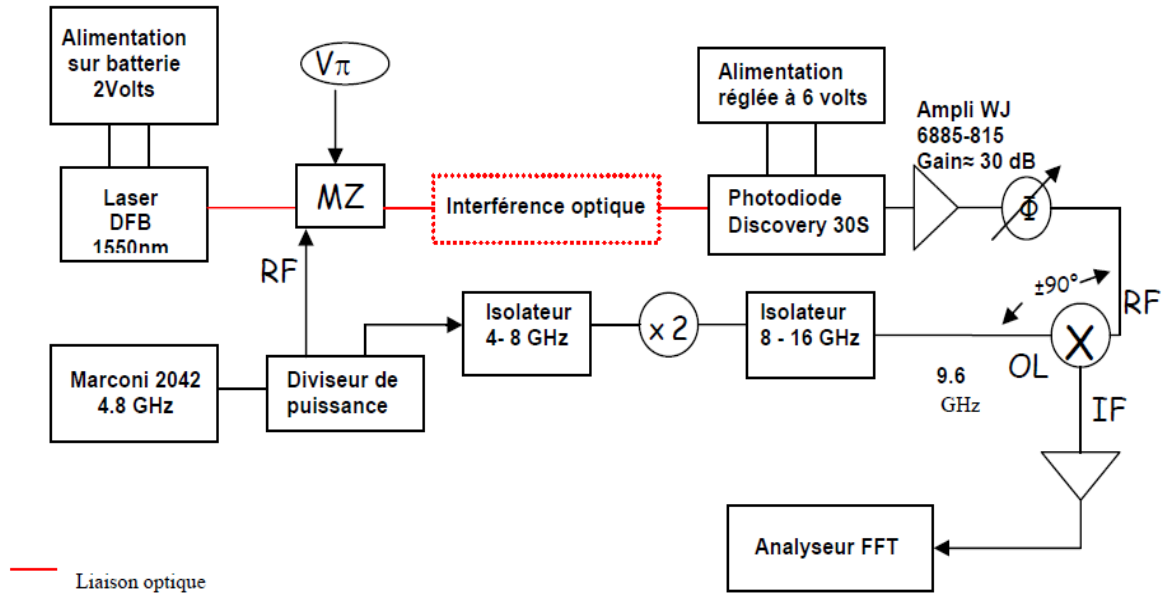


Figure 5. 5 Description du banc d'étude de l'influence d'une interférence optique sur le bruit de phase d'une liaison optique à modulation DSB-CS (4,8 GHz -> 9,6 GHz)

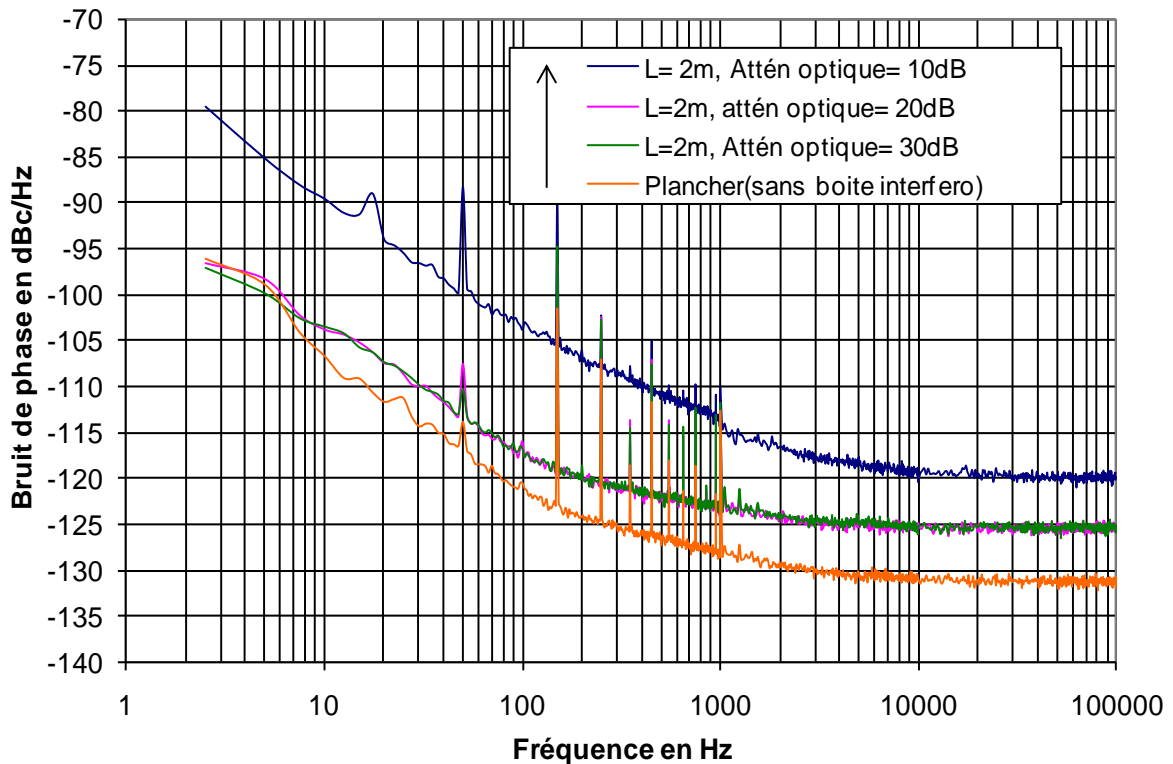
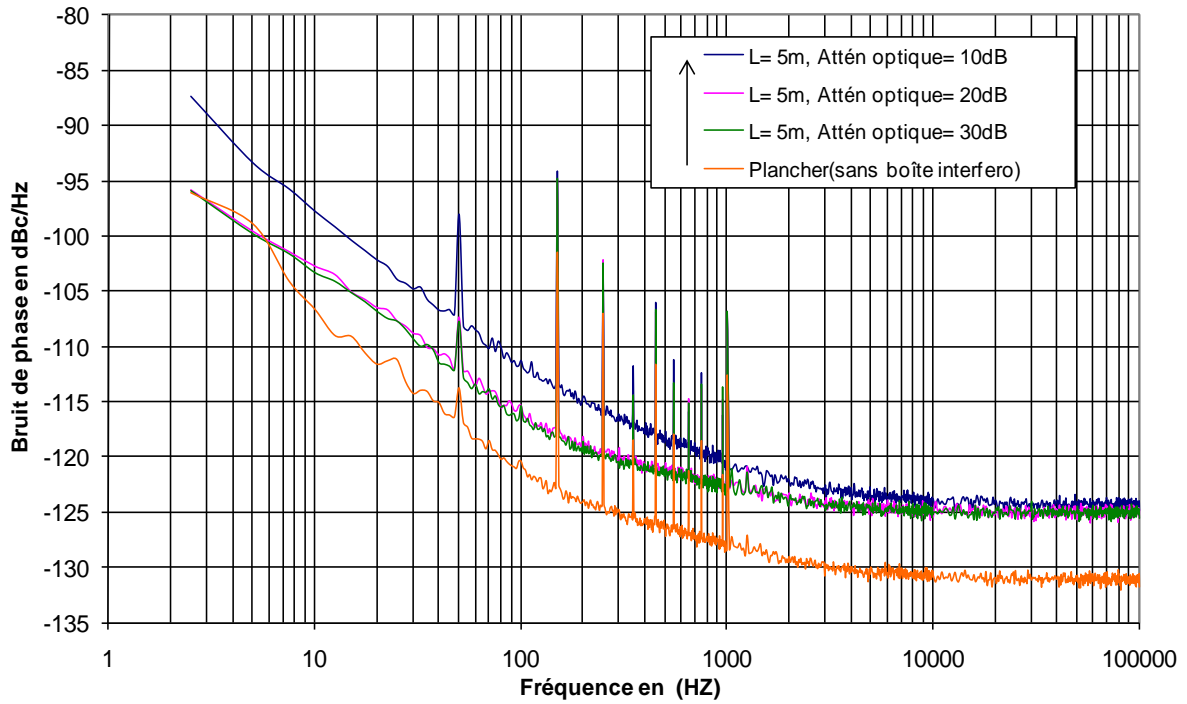


Figure 5. 6 Bruit de phase de la liaison à 4,8 GHz -> 9,6 GHz pour L= 2 mètres et pour différentes valeurs d'atténuation



**Figure 5. 7 Bruit de phase de la liaison à 4.8 GHz -> 9.6 GHz pour L= 5 mètres
et pour différentes valeurs d'atténuation**

Longueur de fibre en mètres	Atténuation optique	Bruit ajouté @ 10 MHz	Bruit ajouté @ 10 GHz
L = 5 m	10 dB	NON	OUI
	20 dB	OUI	NON
	30 dB	NON	NON
L = 2 m	10 dB	OUI	OUI
	20 dB	OUI	NON
	30 dB	NON	NON

Tableau 5.1 Bilan des résultats de l'étude expérimentale

Le tableau 5.1 récapitule les résultats des mesures effectuées pour les deux fréquences étudiées et pour différentes valeurs de longueurs de fibres et atténuations optiques. Dans certains cas, un problème de bruit ajouté a été observé (voir le tableau).

Le bruit ajouté est toujours relevé pour les plus faibles valeurs d'atténuation optique (10 dB ou 20 dB), sauf dans un cas. En effet, dans le cas $L=5$ mètres et pour une atténuation optique de 10 dB, nous n'avons pas mesuré de bruit ajouté par la liaison optique. Ce résultat est évidemment contraire à ce à quoi on pouvait s'attendre, l'effet interférométrique étant plus élevé pour de faibles atténuations.

Pour expliquer ce phénomène, il faut remonter à l'origine du bruit observé : ce bruit correspond très probablement à une démodulation du bruit de fréquence du laser par l'interféromètre [1], et cette démodulation est d'autant plus efficace que le retard ou les pertes sont faibles dans les bras de l'interféromètre. Mais il faut également que les signaux se recombinent en quadrature de phase, et gardent la même polarisation. Or, il est très difficile de contrôler ces deux paramètres optiques (phase optique et polarisation) durant la mesure.

Pour conclure cette étude, d'après les résultats obtenus, et en comparaison aux valeurs typiques des pertes de retour sur les connecteurs FC/APC (APC acronyme de Angled Physical Contact) et FC/PC (PC pour Physical Contact) (figure 5.8) qu'on trouve dans le commerce (des pertes de retour supérieures à 70 dB pour les connecteurs APC et supérieures à 45 dB pour les connecteurs PC), nous pouvons affirmer que les réflexions parasites causées par les connecteurs ne devraient pas influencer le bruit de phase d'un signal transmis par un lien optique aussi bien à 10 MHz qu'à 10 GHz.

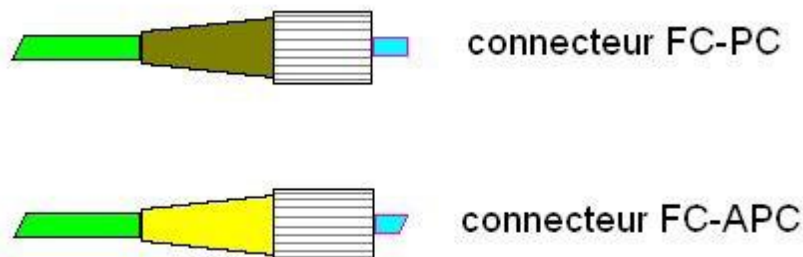


Figure 5. 8 Connecteurs FC-PC et FC-APC

Dans toutes les études expérimentales que nous avons effectuées, nous avons privilégié l'utilisation des connecteurs FC/APC, vu que leurs pertes de retour sont inférieures à celles des connecteurs FC/PC. Cependant, la dégradation des performances des connecteurs optiques, est également souvent causée par le dépôt de poussières.

De ce fait, outre l'utilisation de connecteurs performants, le nettoyage avant connection devra être effectué avec le plus grand soin.

5.3 Bruit dans une fibre optique

Quatre processus physiques dans la fibre optique peuvent être à l'origine de bruit :

- Nous distinguons tout d'abord deux phénomènes non linéaires dans la fibre optique, qui introduisent des seuils de puissance au delà desquels la transmission est détériorée : le premier est issu d'un mécanisme de diffusion Raman stimulée (DRS) et le second d'un mécanisme de diffusion Brillouin stimulée (DBS).

- Les deux autres sont liés au phénomène de diffusion Rayleigh, d'une part, dans le cœur de la fibre, à travers une double diffusion Rayleigh (DDR) et d'autre part, au niveau des connecteurs d'extrémités à travers une diffusion Rayleigh réfléchie (DRR) (cf. 5.2). Ceux-ci donnent lieu à des perturbations de phase converties en fluctuations d'intensité

5.3.1 Effets optiques non-linéaires [20]

Nous ne traiterons, dans ce paragraphe, que les mécanismes correspondant à la non-linéarité dans une fibre optique, dont l'apparition peut détériorer le fonctionnement d'un dispositif électro-optique.

La possibilité d'exploiter ces effets en amplification optique n'est donc pas abordée, bien qu'étant une application souvent utilisée.

5.3.1.1 Diffusion Raman Stimulée (DRS)

L'effet non-linéaire de type Raman correspond à un échange d'énergie entre un signal optique et les vibrations des liaisons moléculaires du matériau : certains photons perdent une partie de leur énergie au profit de phonons optiques (particules liées aux vibrations) qui sont

alors diffusés vers un niveau d'énergie plus faible dans le sens co-propagatif, autrement dit, à une longueur d'onde plus élevée, ce qui constitue l'onde de Stokes. Pour la silice, le changement en longueur d'onde est équivalent à 100 nm : une onde optique incidente à 1,55 μm provoquera l'émission d'un signal par DRS à 1,65 μm .

Une puissance critique ($P_{\text{CR/DRS}}$) peut être définie, correspondant à la perte de la moitié du signal optique incident au bénéfice du signal émis à la longueur d'onde plus élevée. Cette puissance seuil dépend de la longueur effective (L_{eff}) de la fibre, telle que $P_{\text{CR}} \cdot L_{\text{eff}} \approx 17 \text{ W.km}$. Pour le cas des systèmes optiques-hyperfréquences que nous avons étudiés, les fibres optiques utilisées sont de longueurs différentes (dizaine de mètres à dizaine de kilomètres). Nous pouvons donc estimer la puissance critique correspondante :

$$- 1 \text{ m} \implies P_{\text{CR/DRS}} = 17 \text{ kW}$$

$$- 4 \text{ km} \implies P_{\text{CR/DRS}} = 4,25 \text{ W}$$

5.3.1.2 Diffusion Brillouin stimulée (DBS)

Ce processus de bruit est également un phénomène non linéaire dont le mécanisme est semblable à la DRS. Il y a diffusion d'un phonon acoustique vers un niveau d'énergie plus faible dans le sens contra-propagatif de l'onde incidente. Dans ce cas, le changement en longueur d'onde correspondant à l'émission d'un signal par DBS, est équivalent à 0,1 nm.

Comme pour la diffusion Raman, la puissance critique ($P_{\text{CR/DBS}}$) s'écrit :

$P_{\text{CR/DBS}} \cdot L_{\text{eff}} \approx 0.029 \text{ W.km}$, ce qui nous permet de procéder à une estimation du phénomène :

$$- 1 \text{ m} \implies P_{\text{CR/DBS}} = 29 \text{ W}$$

$$- 4 \text{ km} \implies P_{\text{CR/DBS}} = 7,25 \text{ mW}$$

Nous pouvons noter qu'à la différence de la DRS, le phénomène de DBS peut s'avérer rapidement gênant dans les systèmes de télécommunication longue distance, compte tenu d'une puissance seuil relativement faible pour des fibres de longueurs supérieures à 1km.

Cet effet peut être également observé dans des composants à recirculation, et notamment des résonateurs à fibre.

5.3.2 Diffusion Rayleigh [3]

La propagation d'un faisceau laser dans une fibre monomode provoque un mélange entre le faisceau incident et le signal diffusé par les inhomogénéités aléatoires de la fibre.

Le processus de diffusion Rayleigh est à l'origine de réflexions multiples au niveau du signal émis et se voit donc associé aux interférences intervenant entre les signaux réfléchis (figure 5.9)

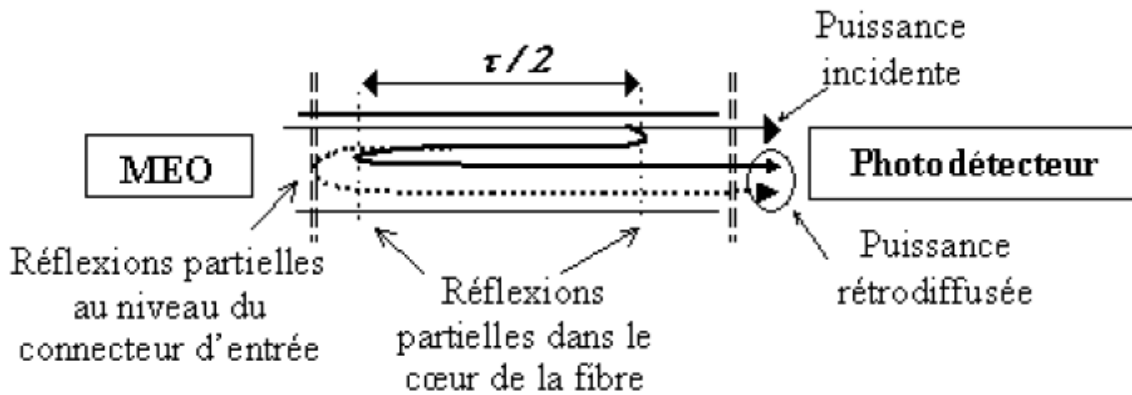


Figure 5. 9 Phénomène d'interférence par réflexions partielles dans une fibre monomode.

5.3.2.1 Bruit de double diffusion Rayleigh (DDR)

Une fraction de la puissance optique incidente est diffusée une première fois par les inhomogénéités du cœur de la fibre dans le sens contra-propagatif. Puis ce faible signal rétrodiffusé subit une seconde diffusion, à l'identique de la première, ce qui génère un signal co-propagatif. Au niveau du détecteur, il se produit donc un mélange incohérent entre l'onde incidente et une faible partie du signal ayant subit une double diffusion Rayleigh.

5.3.2.2 Bruit de diffusion Rayleigh réfléchi (DRR)

Le mécanisme reste le même que pour la DDR, sauf que nous considérons que le signal ayant subit une première réflexion partielle, est rétrodiffusé une deuxième fois par le connecteur d'entrée de la fibre. Le mélange incohérent au niveau du photodétecteur se produit alors entre l'onde incidente et l'onde diffusée réfléchi.

Ces deux phénomènes sont donc de même nature que le bruit interférométrique décrit en 5. 2. Ils seront négligeables dans une liaison optique de courte distance, mais pas nécessairement dans un système incluant, par exemple, une bobine de fibre de plusieurs kilomètres (comme celui décrit dans le chapitre 4). En effet, nous avons observé sur la mesure du bruit de phase, l'influence de la longueur de la fibre mais aussi du niveau de puissance injectée avec l'apparition des effets non-linéaires à forte puissance optique (cf. figure 5.10).

5.4 Conclusion

Dans ce cinquième chapitre, nous avons étudié expérimentalement le phénomène du bruit interférométrique pouvant être causé par les connecteurs optiques dans les liaisons.

Cette étude n'a été que partielle de par la difficulté de contrôler certains paramètres du système. Une approche de modélisation s'impose donc, aussi bien pour aller plus loin dans l'étude de cette composante de bruit particulière que pour comprendre les différents phénomènes de bruit intervenant dans les systèmes que nous devons optimiser.

Nous avons tenté une approche de simulation CAO, sur la base des modèles décrits dans les chapitres 3 et 4, qui doit permettre d'explorer tous les cas de figure et en particulier le pire cas en termes de bruit de phase. Cette approche est présentée succinctement en annexe III mais elle n'est pas encore complètement achevée.

Néanmoins, nous pouvons conclure que le choix du type de connecteurs utilisés va permettre de réduire le bruit de la fibre issu des réflexions au niveau des connecteurs : la technologie FC/APC sera donc préférée à celle FC/PC.

Il faut signaler aussi l'influence potentielle des effets non-linéaires dans une fibre optique surtout dans le cas des fibres longues si la puissance injectée dépasse le seuil de ces effets non-linéaires.

Bibliographie

- [1] **W. Shieh, L. Maleki**, "Phase noise of optical interference in photonic RF systems", *Photonics Technology Letters*, Vol. 10, n°11, Nov. 1998.
- [2] **Govind P. Agrawal**, 'Fiber-optic communication systems', ISBN 0-471-17540-4, 2nd edition, Kai Chang, 1997.
- [3] **J. L. Gimlett, N. K. Cheung**, 'Effect of phase-to-intensity noise conversion by multiple reflections on gigabit-per-second DFB Laser transmission systems', *Journal of lightwave technology*, Vol. 7, n°6, pp 888-895, June 1989.
- [4] **Moura L., Darby M., Lane P.M., and O'Reilly J. J.**, "Impact of interferometric noise on the remote delivery of optically generated millimetre wave signals", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 45, n°8, pp. 1398-1402, August 1997.
- [5] **W. I. Way et al.**, "Multiple-Reflection-Induced Intensity Noise Studies in a Lightwave System for Multichannel AM-VSB Television Signal Distribution," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 2, n°5, May 1990, 360-362.

Chapitre 6

Génération hyperfréquence à partir d'un discriminateur de fréquence à ligne à retard optique

6.1 Introduction

Le but des travaux présentés dans ce chapitre est de réaliser un générateur de fréquence à partir d'un discriminateur de fréquence à ligne à retard optique. Ce travail s'effectue dans le cadre du projet ARAMOS (projet EDA : European Defense Agency). Nous nous intéresserons principalement à la stabilité en fréquence à court terme de ce type de système, c'est-à-dire le bruit de phase.

Tout d'abord, nous présenterons quelques généralités sur les oscillateurs optoélectroniques OEO, et plus particulièrement leurs avantages et inconvénients.

Ensuite, nous aborderons le principe du verrouillage d'un oscillateur sur un discriminateur de fréquence.

Enfin, la dernière partie illustrera l'intérêt du verrouillage d'un oscillateur YIG sur le discriminateur de fréquence micro-onde à ligne à retard optique dont les performances ont été présentées en Chapitre 4.

Nous terminerons ce chapitre par les perspectives d'amélioration des résultats obtenus en termes de bruit de phase.

6.2 OEO à ligne à retard optique – approches classiques

6.2.1 Définition

Le concept d'oscillateur opto-électrique OEO (de l'anglais OptoElectronic Oscillator) a été remis à jour en 1994, par une équipe du Jet Propulsion Laboratory (JPL, Pasadena, Californie) [1], [2] et [3], basé sur une architecture initialement proposée par Neyer et Voges en 1982 [4]. La première topologie proposée par le JPL était relativement simple et était basée sur le concept d'oscillateur à ligne à retard optique.

Il s'agit d'une technologie hybride utilisant des composants optiques et électroniques. Dans ce cas, l'énergie est fournie dans l'OEO par l'amplificateur RF, qui est lui-même alimenté par du courant continu.

Le laser, dans la topologie classique d'OEO, sert uniquement de porteuse pour transmettre l'onde hyperfréquence à travers le dispositif optique.

Remarque :

On peut imaginer des topologies où il n'y aurait pas d'amplificateur hyperfréquence, par exemple en utilisant le battement de modes d'un laser bi-modes ou d'un laser à modes verrouillés en phase (modes lockés).

Comme pour les autres types d'oscillateurs, afin d'obtenir des oscillations dans cette boucle, il est nécessaire que certaines conditions soient vérifiées : une condition de gain et une condition de phase (conditions de Barkhausen) :

- le gain en boucle ouverte doit être supérieur à 1.
- la phase totale de la boucle doit être égale à $0 + 2 k \pi$ (avec k entier).

L'obtention de ces conditions, se fait en deux étapes une analyse du système en boucle ouverte, ensuite en boucle fermée.

6.2.2 Intérêt de l'utilisation d'un retard optique

On peut en effet remplacer, dans un oscillateur hyperfréquence, le résonateur par une ligne à retard. Celle-ci fixe la fréquence par le passage par zéro de la phase de boucle, et la forte pente de sa courbe phase-fréquence (proportionnelle au retard) est équivalente à un coefficient de qualité élevé. Cette technique est cependant d'un intérêt limité dans une approche purement hyperfréquence. Les dimensions importantes de la ligne à retard, par exemple un câble coaxial, et surtout les pertes prohibitives au-delà de quelques dizaines de mètres font que cette technique est peu utilisée pour stabiliser des sources. On la trouve principalement dans des bancs de mesure, comme le discriminateur de fréquence à ligne à retard, où le caractère large bande de la ligne à retard est mis à profit et où le volume du dispositif importe peu par rapport à ses performances.

Par contre, si l'on remplace ce câble coaxial par une fibre optique, en utilisant donc une porteuse optique pour transporter à travers la fibre le signal micro-onde, il est possible d'atteindre des retards très importants, d'une dizaine à plusieurs dizaines de microsecondes (quelques kilomètres de fibre). On a donc un coefficient de qualité équivalent extrêmement élevé. C'est sur cette idée simple que se sont appuyés les premiers auteurs ayant proposé ce type de source.

Il est possible de calculer le coefficient de qualité équivalent d'une telle ligne, en se basant sur la pente phase-fréquence. Les équations ci-dessous donnent cette pente en fonction du retard τ pour une ligne à retard (hyperfréquence ou optique) et du coefficient de qualité en charge Q pour un résonateur.

$$\frac{d\phi}{df} = \frac{2Q}{f_0} \quad (6.1) - \text{résonateur}$$

$$\frac{d\phi}{df} = 2\pi\tau \quad (6.2) - \text{ligne à retard}$$

D'où le coefficient de qualité équivalent d'une ligne à retard :

$$Q = \pi\tau f_0 \quad (6.3)$$

(f_0 est la fréquence d'oscillation).

Une application numérique à 10 GHz permet de mieux comprendre l'intérêt de cette approche : pour une ligne optique de 2 km (soit environ 10 μ s de retard), le coefficient de qualité équivalent à 10 GHz est de 3.10^5 .

Des coefficients de qualité supérieurs à 10^6 sont donc accessibles, soit à plus haute fréquence, soit en utilisant une ligne optique plus longue. Avec 0,2 dB/km de fibre, les pertes optiques ne constituent pas un frein à l'augmentation du retard. Par contre, les effets de dispersion dans la fibre, les réflexions parasites ou encore la stabilité en température rendent difficile l'utilisation d'une fibre supérieure à 10 km. De plus, l'amélioration en Q ne se fait pas à toutes les distances à la porteuse mais autour d'un certain nombre de modes, et ces modes deviennent très nombreux et trop proches en fréquence pour des longueurs supérieures à 10 km.

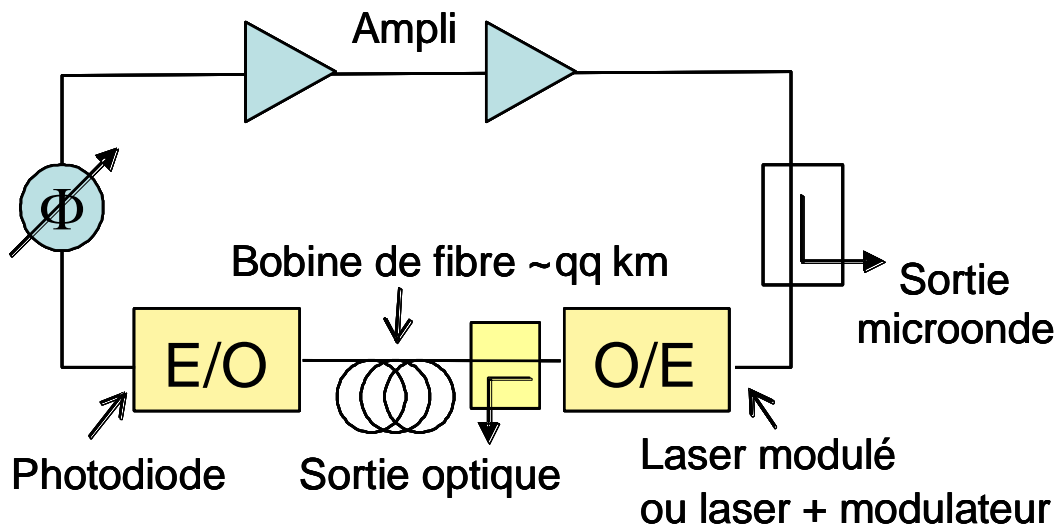


Figure 6. 3 Oscillateur à ligne à retard optique (OEO)

La figure 6.1 représente la mise en œuvre de ce type d'oscillateur. La conversion électrique/optique est assurée par un laser modulé ou, à plus haute fréquence, par un laser suivi d'un modulateur, par exemple de type Mach-Zehnder (MMZ). La sortie du modulateur est connectée à une fibre optique qui joue le rôle de ligne à retard. La réception se fait à l'aide d'une photodiode rapide. Des amplificateurs micro-ondes à fort gain sont nécessaires pour compenser les pertes importantes des conversions E/O et O/E.

Typiquement, on peut constater entre 25 et 30 dB de pertes pour une liaison avec un MMZ, contre 15 dB à 20 dB pour une modulation directe du laser. Le modulateur externe est

cependant préféré généralement à la modulation directe, laquelle est impossible aux fréquences d'intérêt (10 GHz par exemple) avec les composants du commerce et est susceptible en outre de générer une modulation de fréquence du laser, qui sera détectée par les effets de dispersion dans la fibre longue.

6.2.3 Inconvénients

Même si les valeurs de coefficient de qualité équivalent sont extraordinairement élevées dans ces dispositifs, plusieurs problèmes difficiles doivent être résolus, ou optimisés, pour en tirer pleinement profit. Tout d'abord, la performance de l'OEO ne dépend pas uniquement du coefficient de qualité, mais aussi du bruit de phase des éléments actifs de la boucle. L'optique rajoute une contribution importante de bruit, ne serait-ce que à cause des pertes de conversion E/O et O/E. Ces pertes dégradent le rapport signal/bruit, et donc le plancher de bruit de phase. Une autre composante est le bruit en $1/f$, qui peut être ramené près de la porteuse par conversion non-linéaire. Ce phénomène intervient en particulier dans le laser [8]. Toutefois, cette composante de bruit de phase est relativement faible comparée à celle qu'est susceptible d'ajouter un amplificateur multi-étage micro-onde à fort gain, nécessaire pour la compensation des pertes dans la boucle [9] et [10] (voir chapitre 4).

Enfin, un deuxième problème tout aussi difficile doit être résolu : la ligne optique et les convertisseurs E/O et O/E sont large bande, la pente phase-fréquence du dispositif est énorme, il y a donc un très grand nombre de fréquences réalisant la condition de boucle nécessaire à l'oscillation (phase de boucle égale à $2k\pi$). Il faut donc éliminer les modes parasites, pour obtenir une oscillation unique et de qualité.

La première idée ayant été exploitée consiste tout simplement à insérer un filtre hyperfréquence dans la boucle d'oscillation. Un filtre à résonateur diélectrique peut convenir, voire un filtre à YIG si on souhaite accorder le système sur différents modes et disposer ainsi d'une gamme de fréquences de travail. Toutefois, lorsque la ligne à retard est très longue, l'écart entre les modes se resserre et le filtrage devient impossible. Pour donner un ordre de grandeur, on peut effectuer un calcul sur la base d'une ligne de 2 km. Pour un retard de 10 μ s, on aura tourné de 2π en phase si on se déplace en fréquence de seulement 100 kHz. A 10 GHz, une bande passante à 3 dB de 100 kHz correspond à un coefficient de qualité de 10^5 , donc très supérieur aux résonateurs diélectriques classiques. La solution ayant été proposée consiste à effectuer le filtrage non pas dans le domaine micro-onde mais dans le domaine

optique [11] et [5], en utilisant un système mettant en œuvre plusieurs lignes à retard (deux au moins, dans certains cas trois). La ligne longue fixe le coefficient de qualité de l'oscillateur, et les lignes plus courtes permettent une recombinaison en phase uniquement sur le mode choisi de cette ligne et éliminent les autres modes proches.

Ce dernier système est resté de longues années l'approche principale pour la génération optique de signaux micro-ondes à très haute pureté spectrale. Il est commercialisé aujourd'hui par la société OEwaves (Californie). Les meilleures performances obtenues avec cette approche se situent aux environs de -140 dBc/Hz à 10 kHz d'une porteuse à 10 GHz. La figure 6.2 représente le spectre d'un tel oscillateur. On remarquera la présence de modes parasites au delà de 100 kHz de la porteuse, lesquels ont toutefois été correctement maîtrisés par le système multi-boucle et restent inférieurs à -115 dBc/Hz.

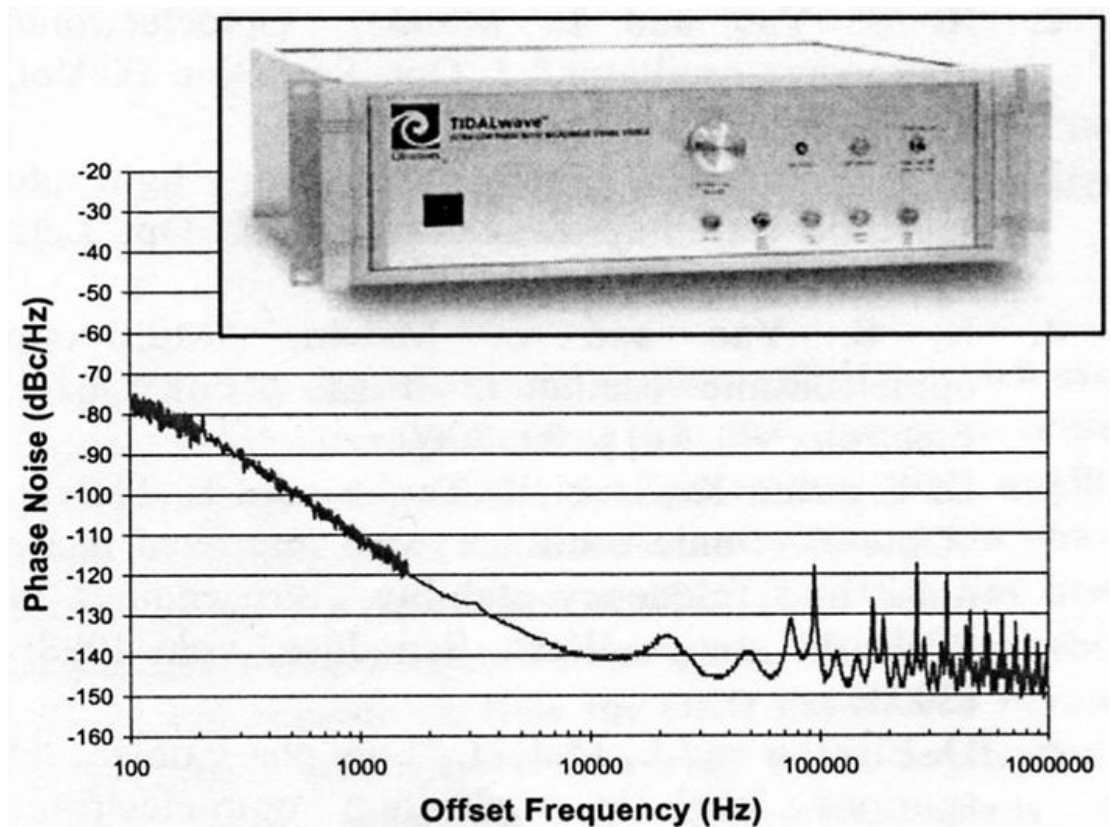


Figure 6. 4 OEO proposé par OEwaves – performance en bruit de phase à 10 GHz d'après [5]

Pour éviter ces problèmes de modes parasites et tirer profit des performances de notre discriminateur de fréquence à ligne à retard optique, (environ 10 dB meilleur en bruit de

phase que l'oscillateur de la figure 6.2), nous avons étudié la possibilité de verrouiller un oscillateur micro-onde accordable sur ce système.

La fréquence de l'oscillateur accordable étant beaucoup mieux définie que pour un système de filtrage passif (résonateur), il n'y a pas de problème particulier pour que cet oscillateur puisse être verrouillé sur un mode et un seul du discriminateur de fréquence.

Le système est néanmoins plus complexe que celui de l'OEO classique et mérite une étude expérimentale détaillée pour évaluer la possibilité (ou non) d'atteindre les performances recherchées en bruit de phase avec cette approche.

6.3 Verrouillage d'un oscillateur sur un discriminateur de fréquence

6.3.1 Intérêt

Le premier oscillateur verrouillé sur un discriminateur de fréquence a été réalisé par Galani [6] en 1984 (précédemment étudié par Sulzer en 1956). La technique consiste à coupler l'oscillateur à un discriminateur de fréquence, et à venir corriger les fluctuations détectées par une contre réaction.

L'intérêt de cette approche résidait dans le fait que le plancher de bruit de phase du discriminateur de fréquence était beaucoup plus faible que le bruit de phase de l'oscillateur.

En effet, les oscillateurs dans les années 80 étaient basés sur des amplificateurs à composants AsGa qui présentaient un fort bruit en $1/f$.

Au contraire, le discriminateur pouvait être conçu à partir de diodes schottky, et même de diodes schottky silicium, qui présentaient un faible niveau de bruit en $1/f$.

Même si la technologie des amplificateurs micro-ondes à faible bruit de phase s'est largement améliorée dans le courant des années 90, avec l'introduction de la technologie silicium (et plus particulièrement SiGe), un écart demeure encore aujourd'hui entre le bruit de phase résiduel d'un amplificateur micro-onde à fort gain et le bruit de phase équivalent en entrée d'un mélangeur équilibré à diodes schottky silicium.

Cette approche est donc toujours d'actualité, en particulier lorsqu'un amplificateur à fort gain est nécessaire au fonctionnement de l'oscillateur, la réalisation d'un amplificateur à très faible bruit de phase à gain modéré est en effet possible [14], mais celle d'un amplificateur à

fort gain reste difficile, à moins d'utiliser de nombreux composants silicium en parallèle (cas de l'amplificateur AML décrit en chapitre 4).

Or, pour les OEO, un gain de boucle important est généralement nécessaire et le bruit de phase de l'oscillateur en boucle ouverte est largement dominé par le bruit de l'amplificateur de contre-réaction (chapitre 4).

L'approche de Galani devrait donc être particulièrement appropriée au cas de l'OEO.

6.3.2 Principe de fonctionnement

Le schéma de l'oscillateur de Galani utilisant un discriminateur de fréquence est décrit en figure 6.3. Dans ce montage, le résonateur en cavité assume un double rôle : il est à la fois l'élément déterminant la fréquence de l'oscillateur et le convertisseur fréquence-phase du discriminateur de fréquence. Une partie du signal de l'oscillateur est dirigée vers la voie OL d'un mélangeur.

Le signal réfléchi par le résonateur subit un décalage en phase dépendant des coefficients de couplage du résonateur et est envoyé via un circulateur sur la voie RF du mélangeur. En réglant convenablement φ_1 , le mélangeur délivre alors une tension proportionnelle à la différence de phase des signaux des voies OL et RF.

Le discriminateur de fréquence ainsi formé convertit donc les fluctuations de fréquence de l'oscillateur en fluctuations de tension.

Le signal d'erreur en sortie du détecteur est alors exploité pour corriger les fluctuations de phase de l'amplificateur, à l'origine des fluctuations de fréquence de l'oscillateur, via un déphaseur commandable en tension φ_b . Les performances en bruit de phase de ce type de source, bien décrites dans [12], [6] et [7], sont principalement limitées par la fonction de transfert de l'asservissement et le bruit du mélangeur.

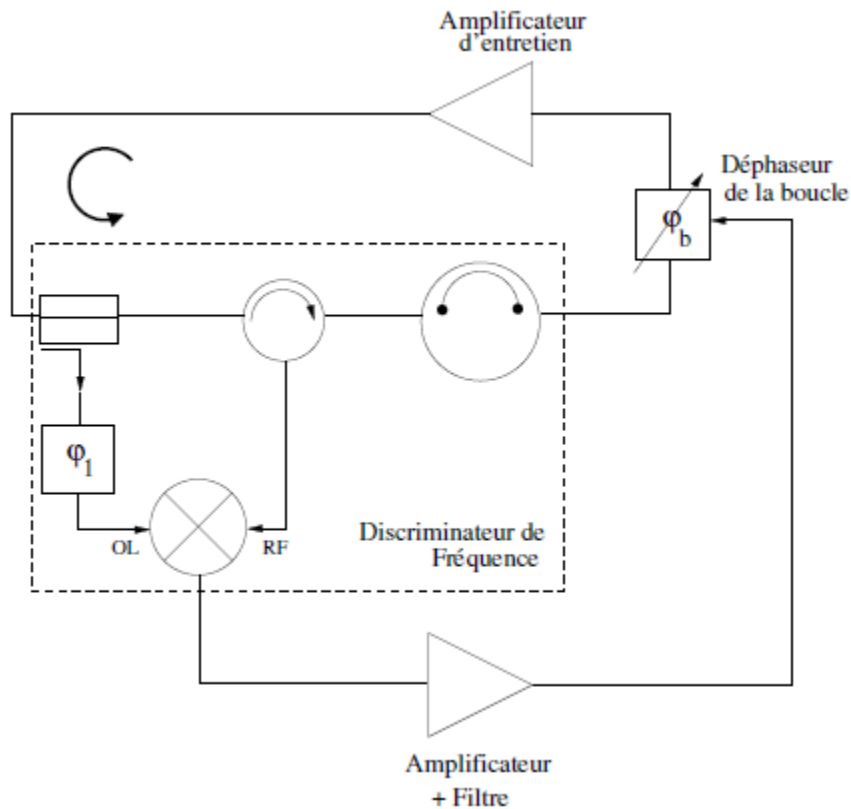


Figure 6. 5 Oscillateur verrouillé sur un discriminateur de fréquence [12]

L'objectif du paragraphe suivant sera d'appliquer le même principe décrit par Galani à un oscillateur YIG verrouillé cette fois-ci sur un discriminateur à ligne à retard optique.

6.4 YIG verrouillé sur le discriminateur de fréquence à ligne à retard optique

Nous avons présenté dans le paragraphe 6.2 une approche de génération d'un signal micro-onde par voie optique. Ensuite, nous avons exposé dans le paragraphe 6.3, le rôle que peut jouer un discriminateur de fréquence dans l'amélioration des performances d'un oscillateur micro-onde. En associant ces deux approches, une troisième technique a été mise en œuvre. Cette dernière s'appuiera sur la très haute performance de notre banc de mesure de bruit de phase basé sur une ligne à retard optique de 4 km (cf. chapitre 4), pour réaliser une contre-réaction vers un oscillateur micro-onde.

Théoriquement, si une contre-réaction parfaite du discriminateur de fréquence vers un oscillateur micro-onde pouvait être obtenue (c'est-à-dire un gain très élevé et un très faible bruit de contre-réaction), le bruit de phase de l'oscillateur devrait être égal au bruit de phase du banc de mesure [13].

En outre, l'utilisation d'un oscillateur est d'autant plus intéressante dans cette approche s'il possède une large gamme d'accordabilité en fréquence. Sur cette gamme de fréquence, la ligne à retard optique de 4 km permet la génération d'un signal à haute pureté spectrale avec un pas de fréquence d'environ 50 kHz. Cet écart en fréquence correspond aux passages par zéro de la phase de la ligne à retard (plus l'accordabilité est grande, plus le nombre de raies générées est important).

Cette expérience peut être réalisée avec un VCO (acronyme de Voltage Controlled Oscillator ou oscillateur contrôlé en tension) ou un VC-DRO (de l'anglais Voltage-Controlled Dielectric Resonator Oscillator). Cependant, le bruit en boucle ouverte d'un VCO est trop important et exigerait un gain de boucle très élevé. D'un autre côté, un VC-DRO serait un bon choix pour la performance en bruit, mais son accordabilité est très étroite.

En revanche, un oscillateur à résonateur YIG (Yttrium Iron Garnet) répondra à ce compromis entre un bon niveau de bruit de phase et une large accordabilité en fréquence. Afin de bénéficier de ces avantages, nous avons décidé d'acheter l'oscillateur YIG représenté en figure 6.4.



Figure 6. 6 Oscillateur YIG (Micro-lambda) 9-11 GHz et son circuit de contrôle magnétique

Le résonateur YIG est en effet basé sur une résonance ferrimagnétique accordable sur plusieurs GHz. Le contrôle de la fréquence de résonance s'effectue grâce au contrôle du champ magnétique, et donc par le contrôle du courant de polarisation de la bobine générant ce champ.

Dans le cas de notre oscillateur, on distingue deux bobines : une pour l'accord large en fréquence et une, probablement plus petite, pour la modulation de fréquence. Il nous faudra donc prévoir dans notre contre-réaction une modulation de courant.

Notre oscillateur YIG possède à 10 GHz un bruit de phase de -98 dBc/Hz à 10 kHz de fréquence de décalage, ce qui est presque aussi bon qu'un DRO, et est accordable sur une largeur de bande de 2 GHz.

Cependant, la mesure du bruit de phase de cet oscillateur nous a révélé la présence d'un excès de bruit (bosse) sur le spectre de bruit mesuré aux alentours des 200 Hz (Figure 6.5). Parmi les hypothèses que nous pouvons avancer aujourd'hui à propos de cet excès de bruit est

que les précautions prises vis-à-vis du blindage électrique et/ou magnétique du boîtier contenant l'oscillateur YIG ne sont pas suffisantes.

Cette élévation dégrade en grande partie le bruit de phase de cet oscillateur près de la porteuse (la fiche technique qui nous a été fournie est ciblée sur la performance à 10 kHz!). Cela signifie qu'un gain de contre-réaction très élevé est exigé dans cette gamme de fréquence.

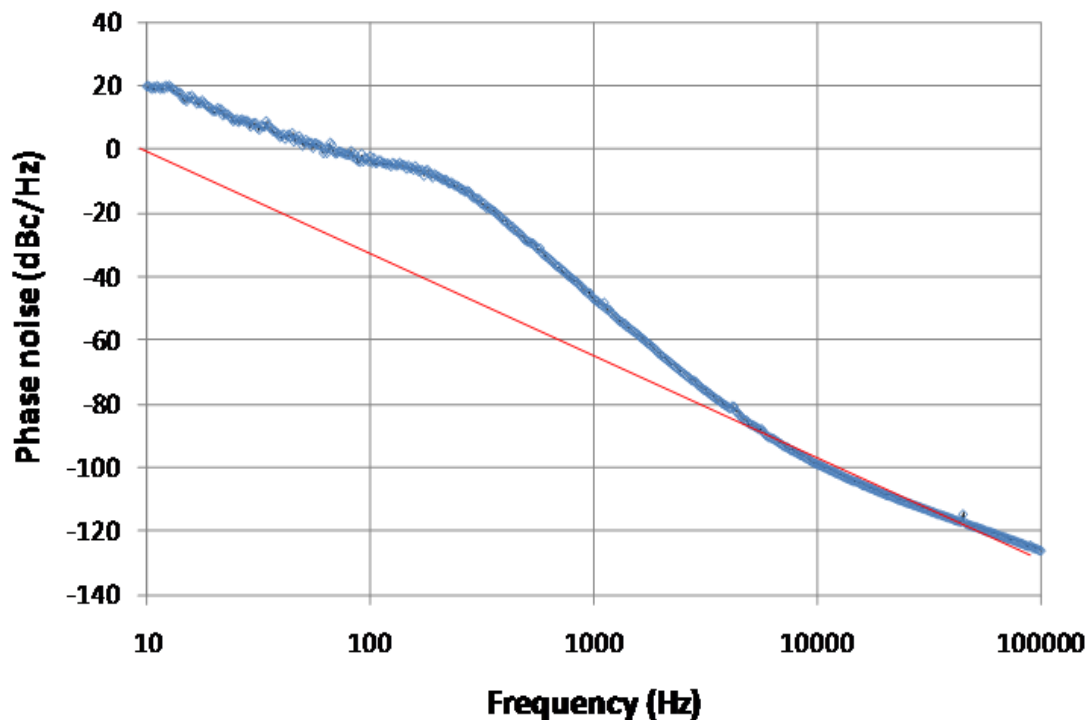


Figure 6. 7 Performances en bruit de phase de l'oscillateur YIG Micro-Lambda à 10 GHz

L'étape suivante consiste à essayer de stabiliser cette source micro-onde, sur notre discriminateur de fréquence basé sur la bobine de fibre de 4 km.

Le but de cette configuration est de profiter de la haute sensibilité du discriminateur de fréquence à ligne à retard près de la porteuse (jusqu'à 30 kHz), ainsi que de la pureté spectrale de l'oscillateur micro-onde en boucle ouverte loin de cette porteuse (au-delà de 100 kHz).

D'autre part, il ne sera pas nécessaire d'utiliser des amplificateurs micro-ondes à fort gain et à faible bruit de phase comme pour le cas de l'oscillateur à ligne à retard optique « OEO ». En effet, la contre-réaction est décalée vers les basses fréquences et dans ce cas, seuls des amplificateurs BF à faible bruit de phase seront exigés.

Finalement, l'apparition d'une oscillation sur des modes parasites devrait être résolue naturellement, parce que le système ne fonctionne qu'à (ou près de) la fréquence d'oscillation de l'oscillateur micro-onde.

La contre-réaction réalisée est présentée en figure 6.6. Nous avons utilisé un amplificateur faible bruit basse fréquence présentant un gain de 50 dB à la sortie du mélangeur, suivi par un filtre passe-bas du premier ordre, puis par un convertisseur tension-courant (car le YIG est contrôlé en courant). Ce convertisseur inclu aussi un étage de gain et un étage de filtrage.

Ici, l'oscillation est déjà assurée par l'oscillateur à YIG. Il s'agit par contre de corriger sa fréquence avec un gain de boucle suffisamment grand pour réduire son bruit propre de fréquence.

L'équation (6.4) montre qu'effectivement nous pourrions encore améliorer les résultats obtenus en boucle fermée, en améliorant le gain de boucle.

$$L(f) = 10. \log \left(\frac{S_{\varphi} \text{ du YIG}}{1 + G(f)^2} + S_{\varphi} \text{ du discriminateur} \right) \quad (6.4)$$

Nous avons commencé par la mesure du gain total en boucle ouverte qui s'est révélé être délicate. Cela est dû principalement à la forte valeur de ce gain ainsi qu'à la faible stabilité en fréquence de l'oscillateur YIG. En effet, il est impossible d'assurer, en boucle ouverte, la condition de quadrature de phase au niveau du mélangeur. Malgré ces difficultés nous avons pu évaluer un gain en boucle ouverte de 70 dB environ à 1 Hz.

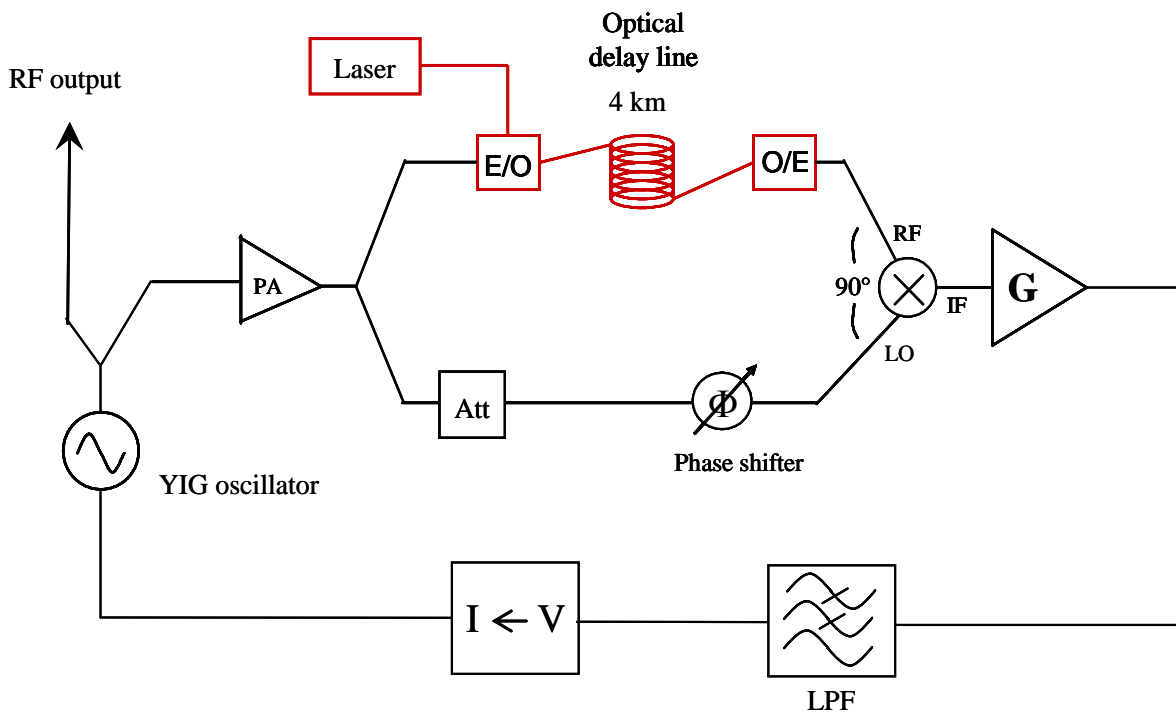


Figure 6. 8 Configuration expérimentale du YIG verrouillé sur le discriminateur de fréquence à ligne à retard optique

Actuellement, nous faisons face à quelques problèmes d'instabilités dans le système. Ces problèmes nous ont amenés à limiter le gain et la largeur de la bande passante du filtre de la boucle.

Cela réduit l'efficacité du système, qui est principalement importante très près de la porteuse (jusqu'à 10 Hz environ), zone dans laquelle nous maintenons un bon niveau de gain de boucle.

Les premiers résultats de mesure de bruit de phase de ce système en boucle fermée donnent un niveau de bruit de -35 dBc/Hz à 10 Hz, mais nous pensons pouvoir encore améliorer ces résultats d'une manière significative en optimisant la boucle de contre-réaction.

Un exemple de mesure du bruit de phase du système en boucle fermée est représenté en figure 6.7. L'excès de bruit provenant du YIG à 200 Hz reste un problème qui dégrade en grande partie ce spectre.

De nouvelles mesures sont prévues pour améliorer le gain près de la porteuse, afin d'atteindre le plancher de bruit du discriminateur à 1 Hz ou à 10 Hz.

En effet, en appliquant l'équation 6.4, nous devrions au mieux obtenir la courbe du $L(f)$ analytique représentée en figure 6.10.

Par ailleurs, il faudra faire en sorte d'avoir un gain suffisant sans perdre la stabilité en fréquence du système.

Un autre comportement étrange qui est apparu pendant l'expérience est l'apparition de pics successifs à partir de 10 kHz. Au début, nous avons interprété ce phénomène par un décalage de la fréquence de résonance du discriminateur vers des fréquences plus basses (à l'origine à 50 kHz et au delà). Cette interprétation semble ne pas être cohérente avec nos conditions de mesures (deux isolateurs optiques sont placés à l'entrée et à la sortie de la bobine de fibre de 4 km). Une autre explication serait liée à la boucle de contre réaction et plus précisément au choix du filtre passe-bas.

Finalement, ce système est plus complexe que ce que nous pensions. Le fort gain exigé, à cause du bruit de phase trop élevé du YIG près de la porteuse et les problèmes liés à la stabilité, font de l'optimisation du bruit de phase de cette source un défi relativement difficile.

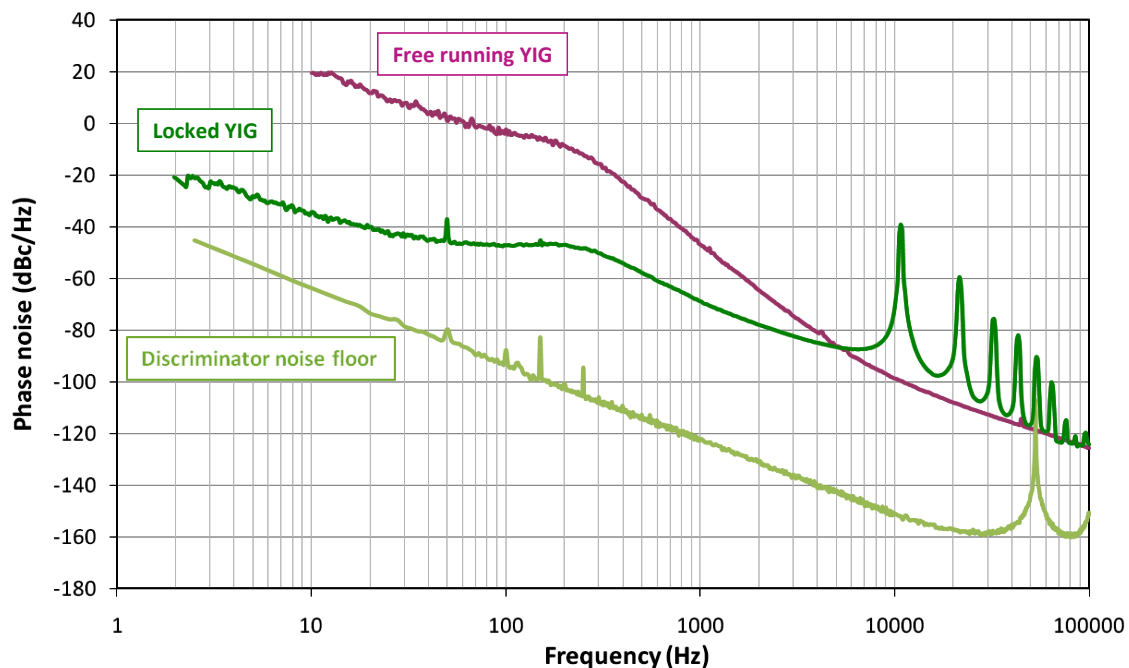


Figure 6. 9 Mesure du bruit de phase à 10 GHz de l'oscillateur YIG fermé sur le discriminateur micro-onde à ligne à retard optique - comparaison avec le bruit de phase du YIG en oscillation libre à la même fréquence

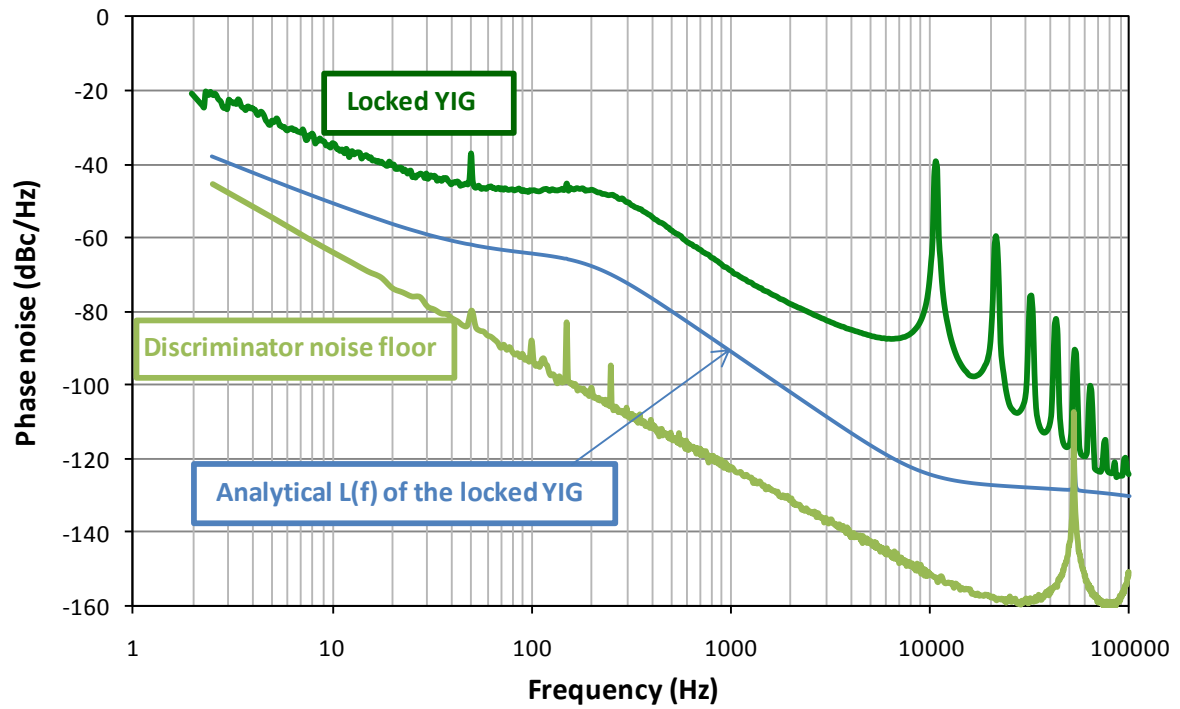


Figure 6. 10 Comparaison du bruit de phase analytique de l'oscillateur YIG fermé sur le discriminateur à celui obtenu expérimentalement ($f_{\text{porteuse}}=10$ GHz)

6.5 Conclusion

Le verrouillage d'un oscillateur micro-onde sur le discriminateur de fréquence à ligne à retard optique constitue une solution élégante pour la réalisation d'une source à très haute pureté spectrale accordable. La théorie prévoit que le bruit de phase de la source ainsi verrouillée devient égal au plancher de bruit de phase du discriminateur à ligne à retard, ce qui serait extrêmement intéressant vu les performances de ce dispositif.

Nous avons néanmoins, pu constater lors de cette première tentative, que le choix de l'oscillateur accordable, tout comme le choix des paramètres de la contre-réaction, n'est pas si facile et il reste encore quelques étapes d'optimisation pour obtenir le résultat escompté.

Bibliographie

- [1] **X.S. Yao, L. Maleki**, « High frequency optical subcarrier generator » Electronics Letters, 1994, Vol 30, p.1525.
- [2] **X.S Yao and L. Maleki**, “Optoelectronic Oscillator for Photonic Systems”, IEEE journal of Quantum Electronics, Vol. 32, n°7, Juillet 1996.
- [3] **X.S Yao and L. Maleki**, “Optoelectronic microwave oscillator”, Optical society of America B., Vol. 13, n°8, Août 1996.
- [4] **A. Neyer and E.Voges**, “High-frequency electro-optic oscillator using an integrated interferometer”, Applied Physics Letter, Vol. 40, n°1, pp. 6-8, 1982.
- [5] **X.S. Yao, L. Maleki, D. Eliyahu**, “Progress in the optoelectronic oscillator – a ten year anniversary review”, 2004 IEEE Microwave Theory and Tech. Symp. Digest, pp. 287-290.
- [6] **Z. GALANI, J. BIANCHINI, R.C. WATERMAN, R. DIBIASE, W. LATON et J. BRADORD COLE**, “Analysis and design of a single resonator GaAsFET oscillator with noise degeneration”, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 32(12):1556–1565, 1984.
- [7] **D.P. TSARAPKIN and V.S. KOMAROV**, “Microwave oscillator with combined frequency stabilization system”, Proc. Moscow Power Eng. Inst., 51:82–86, 1973.
- [8] **M.B. Bibey**, Thèse de l’Université de Lille, Novembre 1998.
- [9] **B. ONILLON, S. CONSTANT, G. QUADRI, B. BENALET, O. LLOPIS**, « Optical-microwave links for LO distribution in space systems » Proc. of the EuMA, special issue on microwave for space, Sept. 2005.
- [10] **B. Onillon, S. Constant, O. Llopis**, “Optical links for ultra-low phase noise microwave oscillators measurement”, IEEE Int. Freq. Control Symposium, Vancouver, Août 2005.
- [11] **X.S. Yao, L. Maleki**, “Multiloop optoelectronic oscillator”, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol 36, n° 1, January 2000, pp. 79-84.
- [12] **Rodolphe BOUDOT**, « Oscillateurs micro-ondes à haute pureté spectrale » Thèse de l’Université de FRANCHE-COMTÉ, Déc. 2006.

- [13] **R. Logan, L. Maleki, and M. Shadaram**, "Stabilization of Oscillator Phase Using a Fiber Optic Delay Line", Proceedings of the 45th Annual Symposium on Frequency Control, IEEE Ultrasonic Ferroelectric and Frequency Control Society, Los Angeles, California, May 29-31, 1991.
- [14] **Sébastien GRIBALDO**, « Modélisation non-linéaire et en bruit de composants micro-ondes pour applications à faible bruit de phase », Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse, Nov. 2008.

Conclusion générale

En conclusion de ce travail, il est nécessaire de revenir sur le contexte qui lui a fait voir le jour. La transmission de signaux hyperfréquences par voie optique pour diverses applications (exemples : le déport de signaux radars, le câblage d'antenne active,...) demande une maîtrise importante des propriétés de ces liaisons optiques hyperfréquences. Depuis neuf ans maintenant, le groupe MOST (LAAS-CNRS) en a fait un des axes prioritaires de ses travaux.

Principalement axé sur la modélisation des systèmes optiques hyperfréquences, notre travail a consisté à développer des modèles et à mener des études expérimentales dans le but d'améliorer les performances de ces systèmes.

Grâce au logiciel Agilent ADS, nous avons réussi à établir des modèles équivalents des différents éléments optiques et optoélectroniques d'une liaison optique utilisant un modulateur de Mach-Zehnder. Cette étape nous a permis par la suite de modéliser le lien optique complet, ainsi que de décrire ses paramètres principaux soit le gain en puissance RF ou le rapport signal à bruit. Le plancher de bruit de phase à la sortie de la liaison a aussi été simulé. En revanche, le résultat obtenu n'est pas encore satisfaisant en ce qui concerne la composante de bruit en $1/f$ autour de la porteuse RF.

Le résultat de ces simulations, nous a encouragés à utiliser cette approche de modélisation pour la description de systèmes plus complexes, ou de certains mécanismes difficiles ou impossibles à décrire par une approche analytique.

Un exemple pertinent de ces systèmes complexes est le discriminateur de fréquence micro-onde à ligne à retard optique. Ce dernier est aujourd'hui le système de mesure du bruit de phase des sources micro-ondes présentant la plus grande sensibilité. Il peut également être utilisé pour stabiliser des oscillateurs micro-ondes, et réaliser ainsi des sources accordables à haute pureté spectrale. Il était donc primordial de pouvoir le modéliser.

Grâce à notre approche, la description du comportement de ce type de système a été réalisée avec succès, à l'exception de la composante de bruit en $1/f$ autour de la porteuse RF.

Si le modèle CAO de notre banc de mesure de bruit de phase, basé sur le principe du discriminateur de fréquence micro-onde à ligne à retard optique, nous semble relativement

bien abouti, la topologie de ce banc a suscité elle aussi un grand intérêt dans ce travail de thèse.

Grâce à une étude expérimentale approfondie, des performances en bruit de phase à l'état de l'art ont été obtenues : nous avons pu mesurer un plancher de bruit de phase inférieur à -150 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse. D'autre part, dans sa configuration actuelle, ce banc est à notre connaissance plus performant que l'ensemble des techniques proposées aujourd'hui sur le marché pour la mesure de bruit de phase par des techniques conventionnelles.

Toujours dans l'objectif d'améliorer les performances de ce banc, plusieurs études ont été menées en parallèle. Une approche de « petites perturbations » a permis de quantifier la contribution en bruit de chaque élément du discriminateur. Le résultat de cette étude nous a permis d'affirmer que l'influence du bruit de fréquence du laser sur le bruit de phase à basse fréquence est très importante. Ainsi, nous avons pu par la suite, reconstituer le spectre de bruit de phase précédemment mesuré à partir du spectre de bruit FM du laser.

A la fin de cette thèse, et afin de bénéficier de la haute performance de notre discriminateur de fréquence, nous avons pensé à réaliser une source accordable sur la plage $9 - 11$ GHz à haute pureté spectrale en verrouillant ce système sur un oscillateur YIG.

Les premiers résultats de mesures de bruit de phase de ce système en boucle fermée donnent un niveau de bruit de -35 dBc/Hz à 10 Hz. Toutefois, cette première tentative, nous a montré que le choix de l'oscillateur accordable, ainsi que le choix de la contre-réaction ne sont pas évidents et un travail plus approfondi devra être mené pour tirer profit au mieux des performances du discriminateur pour la réalisation d'une source accordable sur une large plage de fréquences et à haute pureté spectrale.

Enfin, les travaux réalisés dans cette thèse ouvrent la voie vers divers perspectives que ce soit en modélisation ou en métrologie.

En effet, ce travail de thèse doit être poursuivi dans le but d'atteindre des performances ultimes notamment en bruit de phase des systèmes hybrides étudiés.

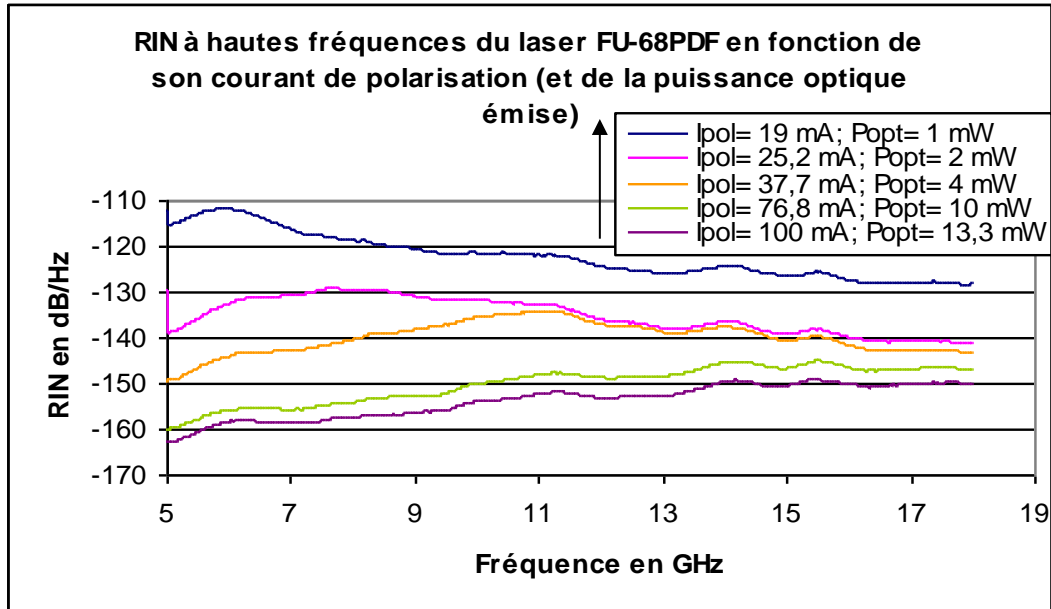
Un approfondissement de la modélisation est nécessaire dans le but de compléter l'étude des phénomènes de bruit dans une fibre optique et de simuler la conversion du bruit FM en $1/f$

du laser. Expérimentalement, l'utilisation d'un laser à faible bruit FM pourra améliorer d'une manière significative les résultats de bruit de phase en $1/f$.

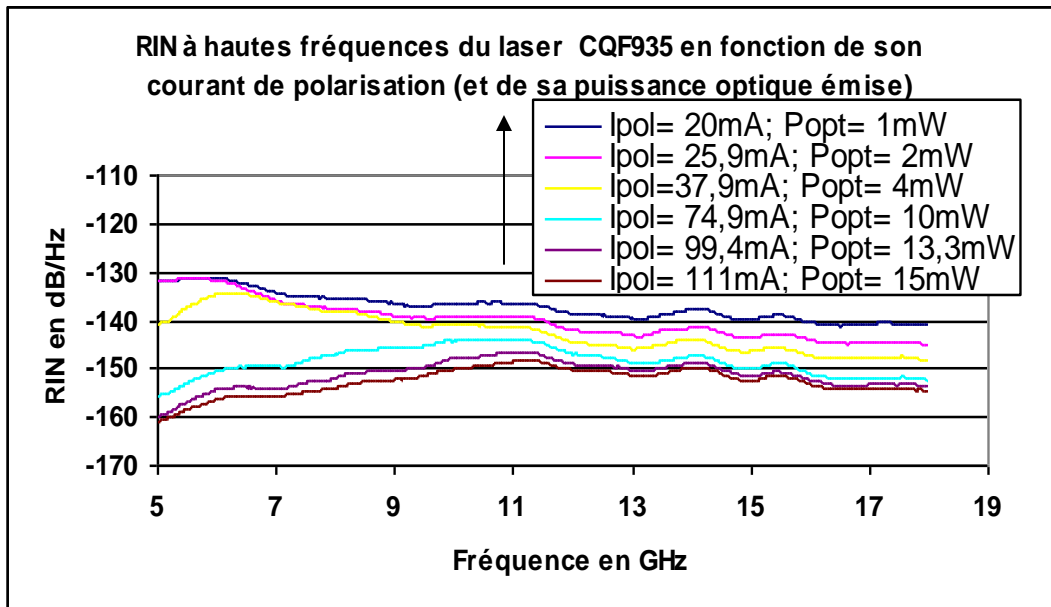
Une autre voie à explorer serait de remplacer la ligne à retard utilisée dans le discriminateur par un résonateur optique à fort coefficient de qualité. Pour cela la modélisation et la réalisation d'un OEO avec résonateur optique fera partie des objectifs prioritaires. Un tel OEO a déjà été conçu au sein de notre équipe, mais ses performances n'atteignent pas celles de notre discriminateur à ligne à retard optique.

Annexes

Annexe 1



Mesures de RIN-HF pour un laser Mitsubishi FU68-PDF à différentes valeurs de courant de polarisation.



Mesures de RIN-HF pour un laser JDS Uniphase CQF935 à différentes valeurs de courant de polarisation.

Annexe 2

Extraction du bruit de phase

L'oscillateur fournit un signal sinusoïdal bruité. Dans ces calculs, il est modélisé par une sinusoïde pure à la fréquence f_0 et deux bandes latérales de bruit décalées de f_m avec une amplitude Δf relativement à la porteuse :

$$V_{oscil} = A \cdot \cos(2\pi f_0 t + \frac{\Delta f}{f_m} \cdot \cos(2\pi f_m t))$$

Sur les voies RF et LO du mélangeur, on envoie donc respectivement :

$$V_{RF} = \frac{A}{2} \cdot \cos(2\pi f_0(t - \tau) + \frac{\Delta f}{f_m} \cdot \cos(2\pi f_m(t - \tau)))$$

$$V_{OL} = \frac{A}{2} \cdot \cos(2\pi f_0 t + \frac{\Delta f}{f_m} \cdot \cos(2\pi f_m t))$$

En se plaçant à la quadrature (à l'aide du déphaseur), on obtient en sortie du mélangeur la tension V_S (aux basses fréquences) :

$$V_S = K_\phi \cdot \sin(2 \frac{\Delta f}{f_m} \cdot \sin(\pi f_m \tau))$$

Développé au 1^{er} ordre :

$$V_S \approx K_\phi \cdot 2 \frac{\Delta f}{f_m} \cdot \sin(\pi f_m \tau)$$

$$V_S \approx K_\phi \cdot 2\pi\tau \Delta f \sin C(\pi f_m \tau)$$

K_ϕ étant le coefficient de détectivité en phase du mélangeur.

La densité spectrale de bruit de phase L de l'oscillateur sous test est alors donnée en fonction des fluctuations de tension S_{V_S} mesurées par un analyseur de spectre par l'expression :

$$S_{\phi} = \frac{S_{\Delta f}}{f_m^2} = \frac{S_{V_s}}{(2\pi\tau K_{\phi}f_m)^2}$$

D'après l'expression ci-dessus, S_{ϕ} s'exprime en dBrad/Hz

Le retard τ est relié à la longueur l de la fibre par la relation suivante :

$$\tau = \frac{\sqrt{\epsilon_r}}{c} \cdot l$$

où ϵ_r représente la permittivité effective de la ligne à retard et c représente la vitesse de la lumière dans le vide.

Annexe 3

Modélisation sur ADS de l'influence d'une interférence optique sur le bruit de phase d'une liaison optique à 10 GHz

La modélisation des systèmes optiques-hyperfréquences et l'ensemble de leurs composantes en bruit, est présentée en détail dans le chapitre 3.

La figure 1 représente le schéma implanté sous ADS pour décrire le banc de bruit interférométrique.

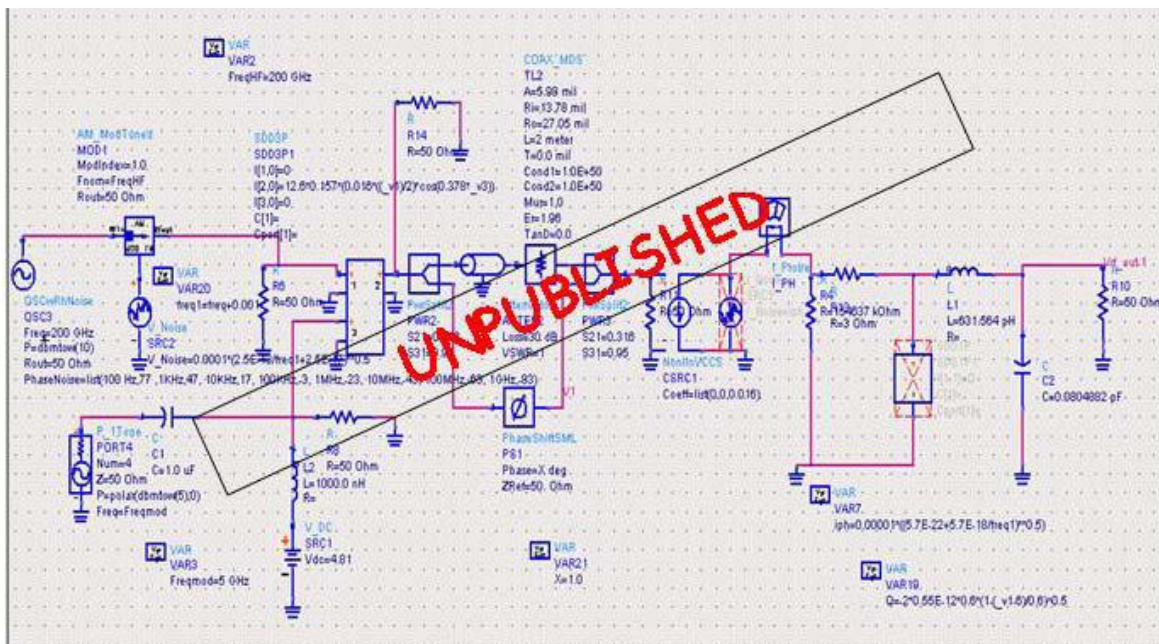


Figure 1 : Modélisation sur ADS du banc de bruit interférométrique

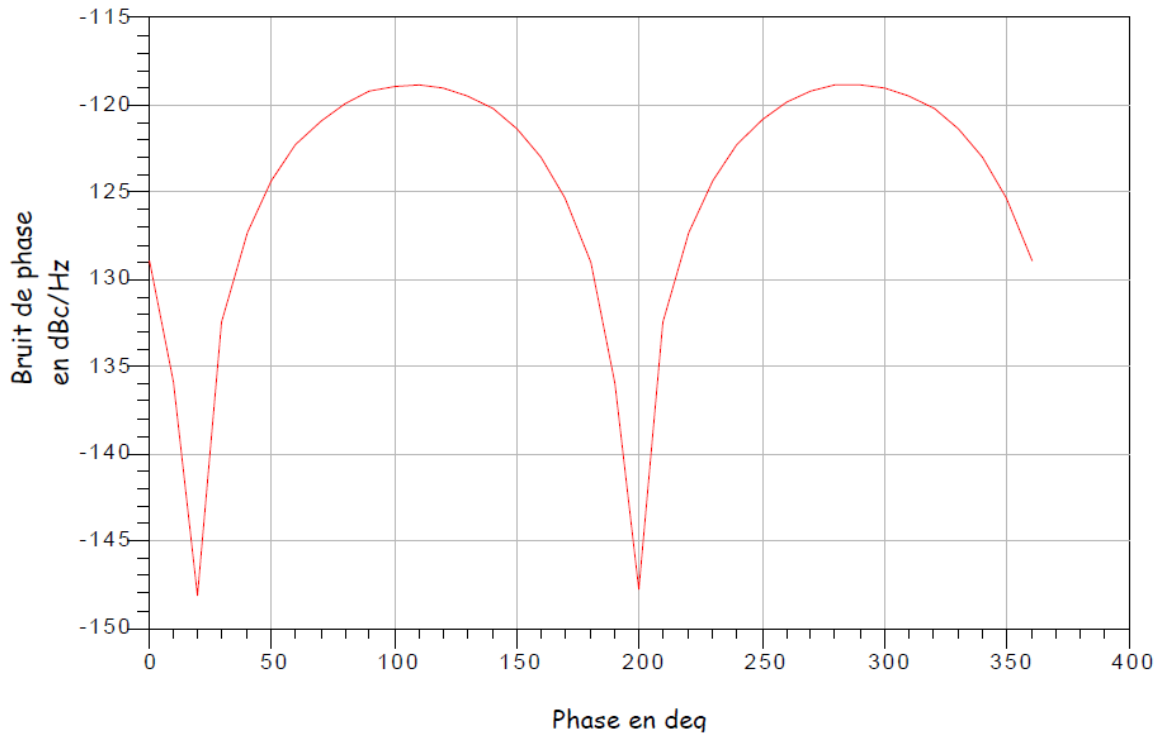


Figure 2 : Résultat de la Modélisation sur ADS du banc de bruit interférométrique (pour une longueur $L=2$ mètres et une atténuation optique de 30dB)

Grâce à la simulation, on obtient un résultat indépendant de la polarisation (donc correspondant au maximum de signal transmis) et avec possibilité d'explorer toutes les conditions de phase. On peut donc se placer dans le pire cas et spécifier plus précisément le bruit ajouté (voir figure 2).

En conclusion, on peut dire que ces premiers résultats de modélisation sont satisfaisants à comparer à ceux obtenus grâce aux mesures. Cependant, le modèle n'est pas encore validé pour tous les cas.

Liste des publications

• **CONFERENCES INTERNATIONALES AVEC COMITE DE LECTURE ET ACTES PUBLIES**

H. BRAHIMI, P.H. MERRER, O. LLOPIS, “CAD of microwave optical systems for time&frequency applications” Proc. of the European Frequency and Time and Forum (EFTF), Toulouse, April 2008. Rapport. LAAS No08226, The European Forum for Time and Frequency 08. Toulouse Space Show'08, Toulouse (France), 22-25 Avril 2008, 6p.

P.H.MERRER, P.LACROIX, **H.BRAHIMI**, S.BONNEFONT, O.LLOPIS, L.GHISA, Y.DUMEIGE, P.FERON, G.CIBIEL, « Characterization and locking of optical mini-resonators for microwave sources stabilization », Proc. of the European Frequency and Time and Forum (EFTF), Toulouse, April 2008. Rapport LAAS No08227 The European Forum for Time and Frequency 08. Toulouse Space Show'08, Toulouse (France), 22-25 Avril 2008, 4p.

P.H.MERRER, **H.BRAHIMI**, O.LLOPIS, « Optical techniques for microwave frequency stabilization: resonant versus delay line approaches and related modelling problems » Rapport LAAS No08592 2008 IEEE Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP 2008) , Gold Coast (Australie), 30 Septembre - 2 Octobre 2008, pp.146-149.

P.H.MERRER, A.BOUCHIER, **H.BRAHIMI**, O.LLOPIS, G.CIBIEL, « High-Q optical resonators for stabilization of high spectral purity microwave oscillators » Rapport LAAS No09230, European Frequency and Time Forum - International Frequency Control Symposium (EFTF-IFCS 2009), Besançon (France), 21-14 Avril 2009, 4p.

P.H.MERRER, A.BOUCHIER, **H.BRAHIMI**, O.LLOPIS, G.CIBIEL, “High-Q optical resonators for laser stabilization in microwave photonics oscillators”, Rapport LAAS N°09420, Manifestations avec actes, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO Europe), Munich (Allemagne), 14-19 Juin 2009, 1p.

H. Brahimi, H.L. Martinez-Reyes, P.H. Merrer, A. Bouchier, O. Llopis, «A CAD APPROACH OF MICROWAVE OPTICAL SYSTEMS INCLUDING NOISE PERFORMANCE», *2009 IEEE European Microwave Week (EuMC 2009)*, Rome (Italie), 28 Septembre – 2 Octobre 2009.

H.BRAHIMI , P.LACROIX , O.LLOPIS, “Optimization of a microwave frequency discriminator based on an optical delay line” 2009,IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics, (MWP 2009)Valence (Espagne), 14-16 Octobre 2009

• **CONFERENCE NATIONALE AVEC COMITE DE LECTURE ET ACTE PUBLIE**

H. BRAHIMI, O. LLOPIS, « Approche CAO de systèmes optiques-hyperfréquences incluant les performances en bruit », Rapport LAAS N°09222, Journées Nationales des Microondes (JNM 2009), Grenoble (France), 26-29 Mai 2009.

H. BRAHIMI, O. LLOPIS, « Modélisation de systèmes optiques-hyperfréquences à l'aide d'un logiciel de CAO micro-onde », Rapport LAAS N°09417, Juillet 2009, 3p. Optique Lille 2009

• **CONFERENCE NATIONALE SANS COMITE DE LECTURE**

H. BRAHIMI, O. LLOPIS, « Métrologie et modélisation d'un discriminateur de fréquence micro-onde à ligne à retard optique », Journée du club optique microonde (03 Juin 2010)

O. Llopis, **H. Brahimi**, P. Lacroix, « Evaluation de différentes techniques de mesure du bruit de phase de sources optiques et hyperfréquences utilisant une ligne à retard optique », Mesures optiques pour l'industrie" Novembre 2010 à Labège

Etude en bruit de systèmes optiques hyperfréquences.

Modélisation, caractérisation et application à la métrologie en bruit de phase et à la génération de fréquence

Résumé

Les composants optoélectroniques sont de plus en plus utilisés dans les systèmes micro-ondes. Les liaisons par fibres optiques, permettent par exemple une réduction significative de la taille et de la masse des systèmes de distribution de signaux à bord des systèmes embarqués (avion, satellite, radar,...).

Cependant, les performances de ces systèmes dépendent des performances des dispositifs utilisés pour les conversions électrique/optique et optique/électrique, de la technique de modulation optique choisie, des amplificateurs micro-ondes utilisés, de la qualité de la fibre optique et, finalement, de la topologie choisie pour réaliser le système entier. Ceci explique l'importance de développer une approche de modélisation efficace pour ces systèmes.

Cette thèse nous a permis de développer une telle approche basée sur un logiciel de simulation de circuits hyperfréquences, comprenant différentes méthodes d'analyse des systèmes non-linéaires (dont la balance harmonique) et du bruit dans ces systèmes (conversion de bruit entre les harmoniques). L'originalité de ce travail consiste en l'utilisation de ce logiciel pour simuler des composants optoélectroniques, qui sont décrits par des équivalents électriques ou mathématiques. Grâce à cette étude, nous avons pu modéliser dans un premier temps une liaison optique utilisant un modulateur de Mach-Zehnder et incluant les différentes composantes de bruit du système. Un modèle est également proposé pour un discriminateur de fréquence micro-ondes à ligne à retard optique et enfin pour un discriminateur de fréquence optique. Sur la base de cette étude, un discriminateur de fréquence micro-onde utilisant une ligne à retard optique de plusieurs kilomètres a été conçu et réalisé. Ce système présente des performances en bruit de phase à l'état de l'art.

Mots-clefs : Systèmes optiques-micro-ondes, discriminateur, topologies, CAO, bruit de phase, bruit optique.