



HAL
open science

Lasers à fibres bifréquences bipolarisations : stabilisation et montée en fréquence du battement

Marie Guionie

► **To cite this version:**

Marie Guionie. Lasers à fibres bifréquences bipolarisations : stabilisation et montée en fréquence du battement. Optique [physics.optics]. Université de Rennes, 2020. Français. NNT : 2020REN1S059 . tel-03194697

HAL Id: tel-03194697

<https://theses.hal.science/tel-03194697>

Submitted on 9 Apr 2021

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

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

THESE DE DOCTORAT

DE L'UNIVERSITE DE RENNES 1

ECOLE DOCTORALE N° 596
Matière, Molécules, Matériaux
Spécialité : « *Photonique* »

Par **Marie GUIONIE**

Lasers à fibres bifréquences bipolarisations : stabilisation et montée en fréquence du battement

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

Composition du jury :

Pascal BESNARD, examinateur
Sophie LAROCHELLE, *rapporteur*
Arnaud MUSSOT, *rapporteur*
Loïc MORVAN, *examineur*
Philippe ADAM, *invité*
Marc BRUNEL, *directeur de thèse*

Professeur, Institut FOTON, Lannion
Professeure, COPL, Université Laval
Professeur, PhLAM, Université de Lille
Docteur Ingénieur, Thalès RT, Palaiseau
Responsable DGA, Paris
Professeur, Institut FOTON, Université de Rennes 1

TABLE DES MATIÈRES

Abréviations	7
Introduction générale	9
I Stabilisation par boucle à verrouillage de phase	15
1 Caractérisation des lasers à fibre DFB et DBR utilisés	16
1.1 Banc de mesure	16
1.2 Caractéristiques du laser <i>DFB-1G</i>	17
2 PLL utilisant la puissance de pompe	22
2.1 Montage expérimental	22
2.2 Stabilisation du laser <i>DFB-1G</i>	23
2.3 Mesures de fonction de transfert et de bruit de phase	24
2.4 Calcul du bruit de phase en fonctionnement libre	25
2.5 Extension de la PLL à d'autres structures lasers	30
2.5.1 Laser <i>DFB-10G</i>	31
2.5.2 Laser <i>DFB-300M</i>	36
2.5.3 Discussion	38
3 Contrôle de la fréquence de battement par un laser non résonnant	40
3.1 Caractérisation de l'effet Kerr dans la fibre	41
3.2 Évaluation de la réponse du battement selon la fréquence de modulation	44
3.3 Résultats	47
4 Conclusion du chapitre	48
II Stabilisation par réinjection optique décalée en fréquence	49
1 Stabilisation par FSF sur référence externe	49
1.1 Étude expérimentale	50
1.1.1 Montage	50
1.1.2 Résultats expérimentaux à 1 GHz	53
1.2 Étude théorique	59
1.2.1 Modèle d'équations couplées	59
1.2.2 Résultats des simulations	61
1.3 Extension de la méthode	65
1.4 Discussion	67
2 Oscillateur opto-électronique hybride	67
2.1 Méthode	68

2.2	Résultats expérimentaux à 1 GHz	70
2.3	Résultats expérimentaux à 3,5 GHz	72
2.4	Discussion	74
3	Conclusion du chapitre	74
III Accroissement de la biréfringence des fibres		77
1	Un exemple d'application : liaison opto-hyperfréquence	78
1.1	Contexte	78
1.2	Méthode	78
1.2.1	Laser bifréquence <i>DFB-1,4G</i>	79
1.2.2	Antennes RF	80
1.3	Schéma de l'expérience	81
1.4	Résultats	82
2	Modification définitive de la biréfringence	85
2.1	Insolation UV	86
2.1.1	Présentations des lasers	86
2.1.2	Méthode	87
2.1.3	Résultats	89
2.1.4	Discussion	90
2.2	Usinage laser	91
2.2.1	Présentations des lasers	91
2.2.2	Méthode	93
2.2.3	Résultats	94
2.2.4	Discussion	96
3	Modification réversible de la biréfringence : compression	98
3.1	Méthode	98
3.2	Modèle théorique simple	99
3.3	Résultats	100
3.4	Discussion	102
4	Conclusion du chapitre	103
Conclusions générale		105
Annexes		109
A	Caractéristiques des lasers à fibres utilisés	109
A.1	Lasers DFB	109
A.2	Lasers DBR	109
B	Résultats de la boucle FSF en sortie co-propageante du laser <i>DFB-1G</i> . .	112
C	Observations au MEB de deux lasers DBR usinés	114
C.1	DBR <i>Janv-13</i>	114
C.2	DBR <i>Janv-09</i>	114

Publications associées

117

Bibliographie

121

ABRÉVIATIONS

Les abréviations les plus utilisées dans ce document sont listées ici.

DBR	(Laser) à réflecteur de Bragg discret
DFB	(Laser) à contre-réaction répartie
DFFL	Laser à fibre bifréquence
EDFA	Amplificateur fibré dopé Erbium
EOM	Modulateur électro-optique
ESA	Analyseur de spectre électrique
FBG	Réseau de Bragg fibré
FTBO	Fonction de transfert en boucle ouverte
FSF	Réinjection optique décalée en fréquence
HR-OSA	Analyseur de spectre optique haute résolution
IF	Signal d'erreur (différence entre RF et LO)
LO	Oscillateur local
MEB	Microscope électronique à balayage
MZM	Modulateur Mach Zehnder
OEO	Oscillateur opto-électronique
OSA	Analyseur de spectre optique
PBS	Séparateur de polarisation
PC	Contrôleur de polarisation
PID	Filtre de boucle (proportionnel, intégrateur, dérivateur)
PLL	Boucle à verrouillage de phase
PM	Maintien de polarisation
QAM	Modulation d'amplitude en quadrature
RBW	Bande de résolution
RF	Fréquence radio
RoF	Radio sur fibre
UV	Ultraviolet
VCO	Oscillateur contrôlé en tension
VNA	Analyseur de réseaux vectoriels
VSA	Analyseur de signaux vectoriels

VSG Générateur de communications
WDM Coupleur pompe-signal

INTRODUCTION GÉNÉRALE

La réalisation expérimentale du premier laser (acronyme pour Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) a marqué l'année 1960. Bien que les bases théoriques de l'émission stimulée aient été établies par Einstein dans son mémoire fondamental de 1917 [Einstein17], il a fallu attendre les travaux de Kastler en 1950 sur le pompage optique [Kastler50], et 1958 pour que Schawlow et Townes [Schawlow58], Basov [Basov58] et Prokhorov [Prokhorov58] proposent indépendamment des outils pour générer expérimentalement un oscillateur dans les domaines spectraux du visible et de l'infrarouge. Deux ans plus tard, Maiman démontra alors avec succès l'effet laser en réussissant à pomper optiquement un barreau de rubis et à produire une émission dirigée dans le visible [Maiman60].

Le premier laser à fibre est ensuite rapidement apparu puisqu'il date de 1961 avec la réalisation, par Snitzer [Snitzer61b; Snitzer61a] aux laboratoires de l'American Optical Company, d'un laser à néodyme dans une fibre multimode. C'est au même endroit que naissent en 1964 les premiers lasers monomodes ou faiblement multimodes dans des fibres également dopées aux ions néodyme [Koester64]. Malgré ces débuts prometteurs, les pertes optiques des fibres sont conséquentes et la recherche sur ce type de lasers stagne faute d'avancées technologiques sur les fibres, avancées promises par [Kao66]. Il faut attendre la fin des années quatre-vingts pour relancer l'intérêt scientifique des lasers à fibre, en réduisant les pertes dans le visible et le proche infrarouge des fibres à base de silice. C'est à cette même époque que les méthodes de fabrication de fibres dopées aux ions terres rares se fiabilisent [Poole85], ce qui facilite la démonstration d'un laser à fibre dopée à l'erbium monomode en fonctionnement continu [Mears86]. C'est naturellement que l'année suivante voit se développer les premiers amplificateurs optiques à fibre dopée aux ions erbium (EDFA) [Mears87; Desurvire87]. C'est le début de la reconnaissance des lasers à fibre et surtout une véritable révolution dans le domaine des télécommunications optiques, avec l'amplification des signaux autour de 1550 nm, où les pertes de transmission des fibres sont minimisées.

En parallèle, les premiers lasers à contre-réaction répartie (DFB) sont proposés

par Kogelnik et Shank [Kogelnik71; Kogelnik72] dans le but de réaliser des émetteurs monofréquences sans saut de modes. Classiquement des miroirs sont utilisés pour former la cavité d'un laser, mais les lasers DFB comportent un réseau de Bragg unique réparti uniformément sur le milieu actif. Pour qu'il y ait résonance d'une seule fréquence dans la structure, un saut de phase de $\pi/2$ rad est introduit permettant l'effet laser à la fréquence de Bragg. Ils se distinguent des lasers à réflecteurs de Bragg discrets (DBR) qui sont eux constitués de deux réseaux de Bragg distincts (voir Fig. 1). Très vite, ces structures périodiques sont réalisées sur des diélectriques [Dabby73; Flanders74] et permettent l'émergence des premiers lasers semi-conducteurs de type DFB [Sekartedjo84]. Puis en 1978, les premiers réseaux de Braggs sur fibre sont photo-inscrits par une équipe canadienne [Hill78; Kawasaki78]. Dès lors, la technique a continué d'évoluer et de se fiabiliser [Othonos97; Erdogan97], permettant d'abord la réalisation de DBR fibrés [Zyskind92; Ball91], puis de DFB fibrés [Kringlebotn94]. Aujourd'hui, ces lasers fibrés monofréquences sont très performants et sont surtout appréciés pour leur fine largeur spectrale de quelques kHz, leur faible bruit d'intensité et leur puissance. En raison de la structure fibrée du laser, ils se démarquent aussi par leur compacité et leur robustesse, en plus de leur excellente qualité de faisceau liée au confinement du rayonnement dans la fibre. La géométrie cylindrique offre un rapport surface/volume meilleur que celui des lasers solides, permettant une dissipation thermique efficace [Fu17]. Enfin, leur attractivité est également due à la richesse et à la diversité de leurs applications. Allant par exemple des lidars [Lombard16] aux capteurs [Hadelier01], leur emploi concerne aussi bien le domaine civil que militaire.

Par ailleurs, un des avantages des lasers à fibre est de pouvoir exploiter leur biréfringence résiduelle pour réaliser des lasers à fibre bifréquences bipolarisations. En effet, bien qu'habituellement les lasers à fibre DFB et DBR sont utilisés comme sources monofréquences à faible bruit, ils peuvent en fait supporter l'oscillation de deux états de polarisation comme l'a montré Loh [Loh95] et expliqué Rønnekleiv [Rønnekleiv98; Rønnekleiv99]. En général, on estime la biréfringence résiduelle Δn d'une fibre standard de l'ordre de 10^{-6} . Mais la photo-inscription des réseaux dans la fibre implique la perte de la symétrie de révolution et entraîne une augmentation de la biréfringence dans le matériau. D'après la littérature sur le sujet, on s'attend alors à une biréfringence de l'ordre de 10^{-5} [Erdogan94], ce qui correspond à une différence de fréquence entre les deux états de polarisation, soit un battement haute fréquence, de l'ordre de 1 GHz.

Or, dans le contexte de la photonique microonde, où il est intéressant de travailler avec des fréquences de plus en plus élevées, les lasers bifréquences bipolarisations représentent une source optique intéressante. Ils se caractérisent par l'oscillation de deux ondes lasers dans une même cavité contenant une anisotropie de phase ajustable

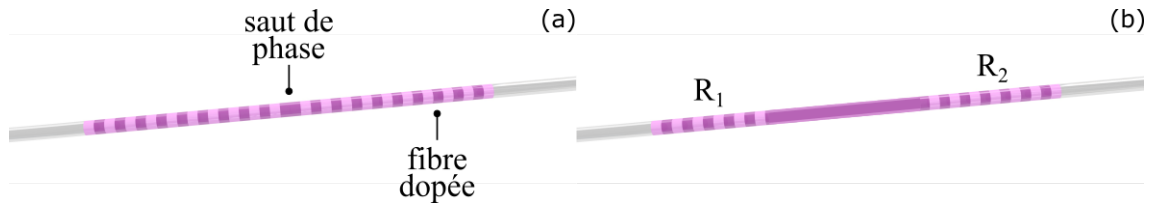


Figure 1 – (a) Schéma d'un laser à fibre à contre-réaction répartie (DFB). Il est constitué d'un unique miroir discret comportant un saut de phase. (b) Schéma d'un laser à fibre à réflecteurs de Bragg répartis (DBR). Il se compose de deux miroirs discrets dont la distance varie entre quelques millimètres à plusieurs centimètres.

et sont étudiés sur différentes architectures lasers. On notera par exemple le cas des lasers solides Er:Yb [Alouini98; Danion14] et Nd:YAG [Brunel97], ou encore des lasers semi-conducteurs à cavité verticale émettant par la surface (VECSEL) [Baili09; Brévalle19]. Au prix d'asservissements, les lasers bifréquences peuvent également être de haute pureté spectrale avec une accordabilité continue pouvant aller de quelques dizaines de MHz à plusieurs GHz [Pillet08; Rolland11], voire dans la gamme THz [Danion14]. Grâce à l'hétérodynage laser, il est possible de s'affranchir d'une stabilisation absolue des deux fréquences lasers, et d'uniquelement stabiliser le battement. Différentes techniques ont déjà été mises en place avec succès sur divers lasers bifréquences au cours de ces dernières années. Par exemple, le battement d'un laser solide Er:Yb a été stabilisé autour de 1 GHz par boucle à verrouillage de phase, réduisant la largeur à mi-hauteur du battement à moins de 10 Hz [Alouini01]. Dans [Rolland11], une boucle à verrouillage de phase opto-électronique appliquée à un microlaser présente une accordabilité du battement de 10 à 60 GHz. Plus récemment, on peut aussi citer la stabilisation du battement à 180 MHz d'un laser Nd:YAG par réinjection optique utilisant un modulateur acousto-optique [Thorette16]. De tels lasers à fibre bifréquences pourraient avoir de nombreuses applications, par exemple en tant que référence métrologique dans des systèmes de télédétection radar ou de télécommunications, comme en radio-sur-fibre.

Donc, on peut se demander si les lasers fibres pourraient apporter leurs avantages (compacité, qualité de faisceau, etc) aux lasers bifréquences bipolarisations. Leur fréquence de battement est peu sensible à la longueur de cavité, contrairement aux lasers bifréquences à solide bulk ou à VECSEL par exemple. En effet, c'est la variation de biréfringence seule qui va créer la variation de fréquence de battement. En utilisant la représentation de Jones de la lumière polarisée [Jones41], on peut écrire les deux états propres du champ électrique \vec{E} d'une cavité laser obtenue à partir de l'équation $M\vec{E} = \lambda\vec{E}$, où M est la matrice de Jones 2×2 donnée par le produit des matrices de chaque élément traversé par un aller-retour de l'onde dans la cavité, et λ représente les valeurs propres [De Lang66; Le Floch71]. On considère une cavité optique de longueur

nL selon l'axe z , constituée de deux miroirs M_A et M_B , d'un milieu à gain isotrope G et d'un élément biréfringent $\Delta\phi$. À partir de la matrice de Jones correspondante, on peut écrire que la différence de fréquence entre deux états de polarisation, linéaires suivant x et y par exemple, dans une cavité laser de longueur optique nL , est donnée par la relation [Brunel16] :

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nL} \frac{\Delta\phi}{\pi}, \quad (1)$$

où le déphasage induit par l'élément biréfringent de longueur l est telle que :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_y - n_x) l, \quad (2)$$

où n_x et n_y sont les indices modaux des deux états de polarisation. Dans le cas du laser à fibre, on a $l = L$, et on obtient alors simplement :

$$\Delta\nu = \frac{\nu}{n} \Delta n. \quad (3)$$

Jusqu'à présent, plusieurs équipes se sont intéressées aux lasers fibres DFB et DBR bifréquences bipolarisations [Maxin11; Tan12; Zhao12]. Par exemple, en Chine des travaux ont montré la réalisation d'un laser DBR à fibre ytterbium avec un battement à 32 GHz [Hou17]. Une autre équipe s'est intéressée à la réduction du bruit de phase par une méthode tout optique [Liang14a]. Cependant à notre connaissance, aucun travail n'a été effectué sur la stabilisation active du battement de tels lasers. Pourtant, plusieurs méthodes ont déjà montré leur efficacité sur des lasers bifréquences. Dans l'optique de combler cette lacune, une question principale se pose : quel actuateur utiliser? Au vu du comportement du battement en fonction de la température [Jin12], la thermique semble une possibilité intéressante. L'accordabilité du battement en fonction de la puissance de pompe est également un effet thermique. Une autre piste est d'utiliser la réinjection optique. Elle a fait ses preuves sur un grand nombre d'architectures lasers, dont les lasers semi-conducteurs [Blin03; Blin04]. On peut se demander si on ne pourrait pas exploiter des effets linéaires ou non linéaires [Liang14b] comme actuateur pour la stabilisation du battement. En effet, on peut envisager d'utiliser des effets induits linéaires ou non linéaires très petits, à condition qu'ils provoquent une modification différentielle de l'indice de réfraction. Dans le cas d'un laser à $1,5 \mu\text{m}$, l'Éq. 3 devient $\Delta\nu \approx 1,3 \times 10^{14} \Delta n$ avec $n = 1,46$ et $\nu = 195 \text{ THz}$. Il suffit par exemple, d'une variation différentielle de l'indice de 10^{-7} pour créer une variation de la fréquence de battement de 10 MHz, de 10^{-5} pour 1 GHz.

Par ailleurs, pour répondre aux besoins des applications dans le domaine de la

photonique microonde, quelques études ont été axées sur la montée en fréquence du battement et notamment sur l'accordabilité de ce dernier. Dans les travaux de Maxin, une accordabilité de 600 MHz a été observé selon la courbure de la cavité d'un laser DFB fibré ayant une fréquence de battement de 1,2 GHz [Maxin11]. D'autres études portent sur la réponse du battement du laser fibré en fonction de la compression et de la torsion [Zhang08; Liu10; Guyard17]. Dans le cas où la compression est contrôlée par un piézo-électrique, on observe une réponse linéaire du battement et une accordabilité allant de 3 à 15 GHz environ [Guan09b]. Récemment, la même équipe a observé qu'appliquer un champ magnétique perpendiculaire à la fibre induit une contrainte dans la fibre et une réponse linéaire du battement [Zhang17]. En parallèle, l'équipe de Guo a montré le contrôle de la fréquence de battement d'un laser DFB à fibre par polissage de la gaine. En enlevant quelques μm de silice sur deux côtés perpendiculaires de la fibre, la fréquence de battement évolue de 181 MHz à environ 2080 MHz [Guo18]. L'usinage laser ouvre la porte à de multiples modifications de géométrie de la fibre et par suite, de ses contraintes induites. L'ablation par laser femtoseconde semble être une méthode précise et reproductible [Yuan16]. Peut-on l'envisager pour accroître significativement la biréfringence des lasers à fibre DFB et DBR? Comment se comporte un laser bifréquence sous contrainte (élasto-optique, usinage)? Est-il aussi stable? Peut-il être asservi?

Pour répondre à ces questions, nous adoptons le plan suivant. Le premier chapitre est axé sur une méthode de stabilisation du battement par boucle à verrouillage de phase. On considère tout d'abord la diode de pompe comme actuateur. Cette méthode est appliquée à un laser DFB ayant un battement à 1 GHz, puis est étendue à d'autres DFB et DBR avec des fréquences de battements comprises entre 300 MHz et 10 GHz. On s'intéresse ensuite à l'accordabilité du battement par l'utilisation d'une diode non résonante avec le milieu actif, afin d'exploiter l'effet Kerr optique dans la fibre. Nous nous demanderons s'il est possible d'exploiter cette accordabilité pour stabiliser le battement en utilisant cette diode non résonante comme actuateur.

Le second chapitre traite de la stabilisation par réinjection optique décalée en fréquence. Nous utilisons d'abord un synthétiseur comme référence externe. Nous détaillons les résultats expérimentaux obtenus sur un DFB avec un battement de 1 GHz, mais aussi sur DBR. Nous les comparons ensuite qualitativement à un modèle d'équations du laser et observons différents régimes dynamiques. Puis, nous adaptons cette technique de stabilisation en utilisant le battement du laser lui-même comme référence pour réaliser un oscillateur opto-électronique.

Enfin, après avoir traité la stabilisation des lasers, nous détaillons dans le troisième chapitre l'exemple d'une transmission opto-hyperfréquence à 1,5 GHz. Nous abordons ensuite quelques techniques de modifications de la biréfringence de la fibre afin

d'augmenter la fréquence de battement. Elles sont scindées en deux catégories, selon que la modification est réversible, comme la compression, ou bien définitive, comme une exposition de la fibre aux rayons UV ou une ablation de la fibre.

Pour finir, nous résumerons les résultats de ces travaux dans une section conclusion et nous dégagerons quelques perspectives.

CHAPITRE I

STABILISATION PAR BOUCLE À VERROUILLAGE DE PHASE

Ce premier chapitre a pour objectif de présenter une méthode de stabilisation par boucle à verrouillage de phase (PLL pour Phase-Locked Loop) appliquée à des lasers à fibre bifréquences, de type DFB ou DBR. Cette technique consiste à asservir la phase de battement du laser sur celle d'un oscillateur de référence en utilisant un actuateur. Dans ce chapitre, nous caractériserons tout d'abord les lasers fabriqués, dans le cadre d'un contrat de collaboration, par l'entreprise iXblue Photonics, qui est basée à Lannion. Puis, nous utiliserons la diode de pompe pour mettre en place une première boucle d'asservissement. Il s'agit d'un effet thermique lié à l'absorption de la pompe, mais également d'un réajustement des niveaux de populations induisant un changement d'indice [Liang14b]. On sait que la puissance de pompe a un effet sur la fréquence de battement des DBR courts [Guan07]. On peut aussi l'utiliser pour la réduction du bruit ou le verrouillage de phase, comme cela a pu être montré sur des lasers microchip [Keszenheimer92; Thony96; Heurs04]. Grâce à la rétroaction sur la puissance de pompe, la fréquence de battement du laser sera ici imposée par celle d'un oscillateur de référence externe. Cet asservissement permettra notamment de compenser les dérives lentes de ces lasers à fibre et de réduire la largeur spectrale du battement. Pour attester de son efficacité, cette première boucle optoélectronique sera mise en place sur plusieurs lasers à différentes fréquences de battement, allant de 300 MHz à 10 GHz. On s'intéressera ensuite à l'étude d'un second type d'actuateur, utilisant un laser dit « de contrôle », indépendant de la pompe. Ce laser hors résonance peut modifier l'indice de réfraction dans le milieu actif et ainsi modifier la fréquence de battement par exploitation, notamment, de l'effet Kerr dans la fibre. Bien que l'effet ait été observé, nous verrons que la PLL ne fonctionne pas dans ce cas, et nous préciserons les facteurs limitant l'asservissement du battement.

1 Caractérisation des lasers à fibre DFB et DBR utilisés

Nous avons examiné de nombreux lasers à fibre dopés, soit uniquement par des ions erbium Er^{3+} soit par un codopage d'ions erbium et ytterbium $\text{Er}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$. La partie active mesure quelques centimètres de long et est soudée à un mètre de fibre monomode standard de chaque côté. Les réseaux sont gravés par photoinscription, c'est-à-dire par interférence sur la fibre de deux faisceaux ultraviolets cohérents. Nous nous attacherons ici à décrire le banc de mesure utilisé, mais afin d'alléger la lecture de ce manuscrit, nous ne développerons ici les caractéristiques que d'un seul laser. Il s'agit d'un laser à fibre DFB dopé aux ions erbium, présentant une fréquence de battement autour de 1 GHz. Par la suite, on le désignera par l'appellation *DFB-1G*. Les caractéristiques de l'ensemble des lasers utilisés sont résumées dans l'Annexe A.

1.1 Banc de mesure

Le banc de caractérisation que nous avons utilisé est représenté sur la Fig. I.1. Tous les composants sont SMF (pas de maintien de polarisation). On soude directement le laser à fibre bifréquence (DFFL pour Dual-Frequency Fiber Laser) au banc, en utilisant une soudeuse du modèle Ericsson FSU995PM. La diode de pompe émet à 976 nm, puis le faisceau est récupéré en sortie contra-propageante du laser. Il traverse ensuite un coupleur pompe-signal (WDM) 980/1550 nm ainsi qu'un isolateur, qui permet d'éviter des réflexions parasites. En sortie de coupleur, on utilise soit des instruments d'analyses optiques, comme le puissancemètre ou l'analyseur de spectre optique haute résolution (HR-OSA, modèle Apex Technologies AP2083A), ou bien électriques comme l'analyseur de spectre électrique (ESA, modèle Rohde & Schwarz FSW13) qui permet d'observer directement le battement du laser bifréquence jusqu'à 13,6 GHz. La photodiode utilisée (modèle Nortel Networks PP-10GC-34), permettant cette conversion du signal optique vers l'électrique, possède une bande passante de 11 GHz. Elle est suivie d'un DC-block, d'un atténuateur 3 dB ainsi que d'un amplificateur de gain de 30 dB. L'ajout du contrôleur de polarisation (PC) et du polariseur nous permettent de faire des mesures résolues en polarisation. Des mesures de transmission sont également réalisées en utilisant l'instrument HR-OSA comme le montre la Fig. I.2. Dans ce cas, l'analyseur optique émet une source laser accordable qui traverse le laser à caractériser, puis analyse et compare le signal reçu pour tracer le spectre de transmission.

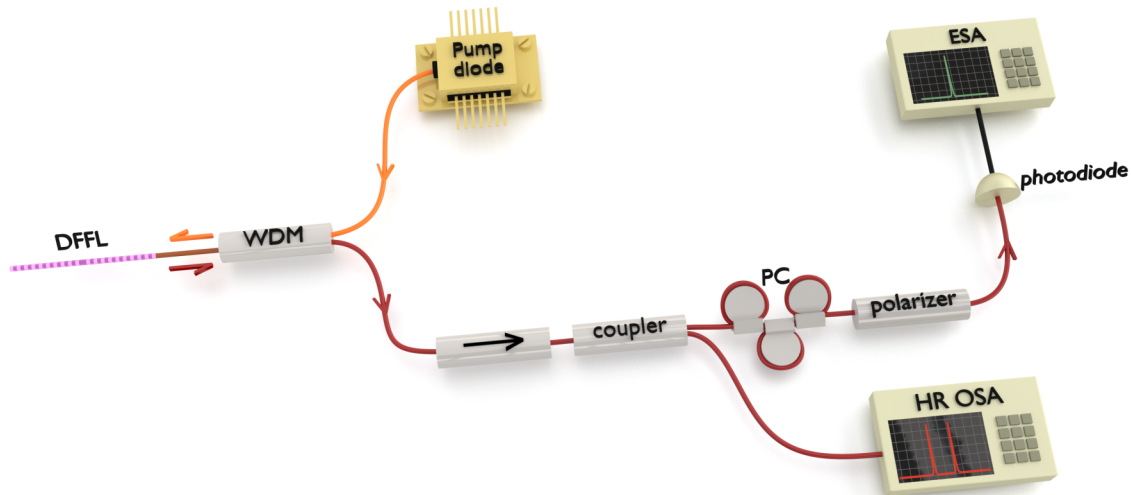


Figure I.1 – Banc de caractérisations. DFFL : laser à fibre bifréquence ; WDM : coupleur pompe-signal ; PC : contrôleur de polarisation ; ESA : analyseur de spectre électrique ; HR OSA : analyseur de spectre optique haute résolution.

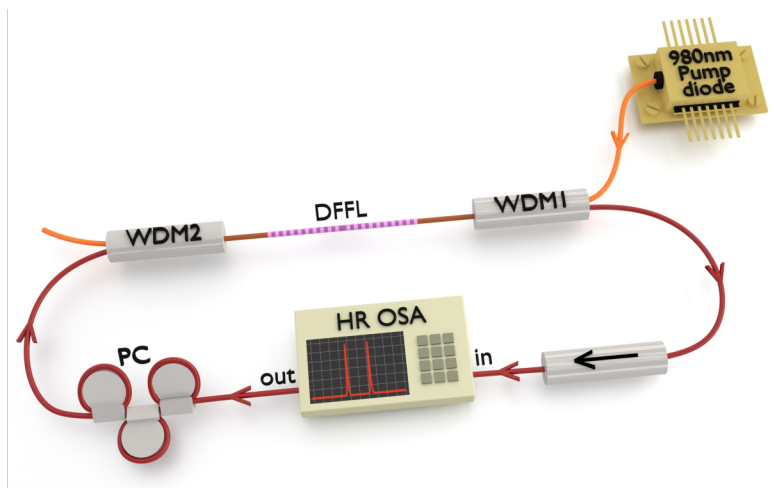


Figure I.2 – Banc de mesure de transmission. DFFL : laser à fibre bifréquence ; WDM : coupleur pompe-signal ; PC : contrôleur de polarisation ; HR OSA : analyseur de spectre optique haute résolution.

1.2 Caractéristiques du laser *DFB-1G*

Nous nous concentrons ici sur l'étude du laser que nous appellerons *DFB-1G*. Son milieu actif est constitué d'une fibre dopée erbium de longueur 35 mm, de diamètre de gaine $\Phi = 80 \mu\text{m}$, et dont le coefficient d'absorption à 1530 nm est de 11,3 dB/m. Le réseau de Bragg est photo-induit à 193 nm, sa longueur est $L_B = 30,5 \text{ mm}$, et le coefficient de couplage moyen est $\kappa = 390 \text{ m}^{-1}$. Un saut de phase de π est provoqué à

19 mm du début du réseau. Or, on a la relation [Othonos97] :

$$R_1 = \tanh^2(\kappa L_1), \quad (\text{I.1a})$$

$$T_1 = 10 \log(1 - R_1), \quad (\text{I.1b})$$

où R_1 est le coefficient de réflexion et T_1 est le coefficient de transmission du miroir M1, de longueur L_1 . Les équations sont similaires pour le miroir M2, délimité par le saut de phase. On en déduit les coefficients de transmission en intensité des miroirs de -57 dB et -34 dB. La longueur effective L_{eff} du DFB est également calculée à partir de la formule suivante :

$$L_{\text{eff}} = \frac{1}{2\kappa_{\text{max}}} [\tanh(\kappa_{\text{max}} L_1) + \tanh(\kappa_{\text{max}} L_2)], \quad (\text{I.2})$$

où κ_{max} représente le coefficient de couplage maximum du réseau. Dans le cas du *DFB-1G*, $\kappa_{\text{max}} = \kappa$ car l'amplitude de modulation d'indice du profil reste constante. Il en résulte $L_{\text{eff}} = 2,6$ mm. En raison de la biréfringence photo-induite de la fibre, le réseau à saut de phase entretient deux résonances résolues en polarisation, à deux fréquences voisines au centre de la bande interdite. La puissance du laser en sortie contra-propageante est représentée sur la Fig. I.3 en fonction de la puissance de pompe. Elle est de l'ordre de $100 \mu\text{m}$, et on constate que son seuil laser est à 3 mW. La Fig. I.4 (a) représente le spectre de transmission enregistré avec l'analyseur de spectre optique haute résolution. On observe que la différence de fréquence entre les deux états de polarisation est $\Delta\lambda = 8$ pm (1 GHz), tandis que la largeur spectrale de la bande interdite est 200 pm (25 GHz). L'apparente faiblesse des résonances observées dans la bande interdite est due à l'absorption par l'erbium de la source accordable utilisée pour la mesure. En effet sans la pompe, le milieu actif est fortement absorbant. Comme on le voit sur le spectre optique de la Fig. I.4 (b), en fonctionnement laser, lorsque la pompe est allumée avec $P_{\text{pompe}} = 59$ mW, les deux fréquences sont émises autour de la longueur d'onde $\lambda_B = 1547,3$ nm et correspondent à deux états de polarisation orthogonaux de puissances similaires. La différence de longueur d'onde $\Delta\lambda$ est rapportée à une différence d'indice Δn , en écrivant $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_B} = \frac{\Delta n}{n}$ (voir Éq. 3). On en déduit une biréfringence $\Delta n = 7,5 \times 10^{-6}$. Cette valeur est typique des réseaux de Bragg à fibres (FBG pour Fiber Bragg Grating) sur fibre SMF [Erdogan94].

La Fig. I.5 montre le battement entre ces deux fréquences pour différentes fenêtres spectrales (Span) et résolutions (RBW) de l'analyseur de spectre électrique. L'oscillation purement bifréquence donne bien un pic de battement unique, comme on le voit sur la Fig. I.5 (a) (on distingue aussi les harmoniques à 2 et 3 GHz dû à l'électronique

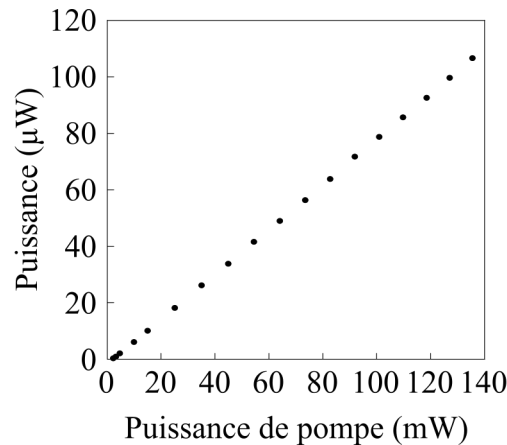


Figure I.3 – Caractéristique en puissance du laser *DFB-1G*. Pente de $0,8 \mu\text{W}/\text{mW}$.

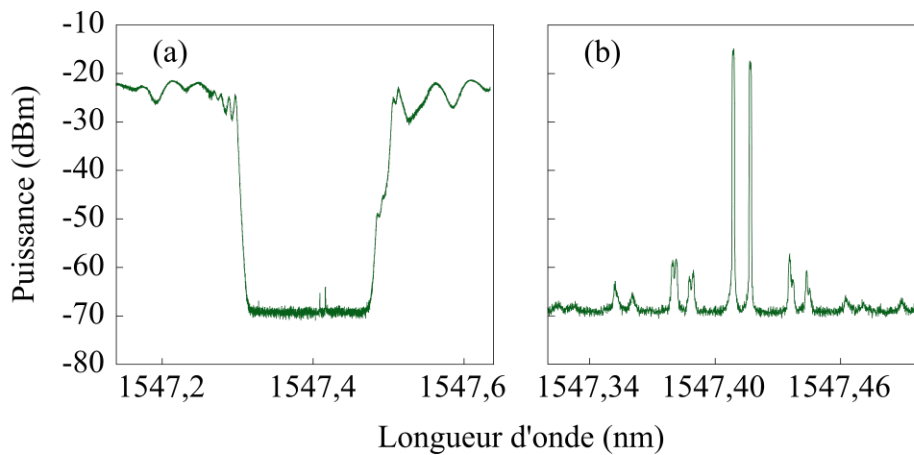


Figure I.4 – Laser *DFB-1G*. Résolution des spectres : $0,80 \text{ pm}$. (a) Spectre de transmission. Diode de pompe éteinte. (b) Spectre optique. $P_{\text{pompe}} = 59 \text{ mW}$. Les pics inférieurs à -50 dBm sont des pics parasites dus à l'OSA haute résolution.

de détection). De plus, en raison de la grande stabilité naturelle des lasers à fibre, on parvient à réduire la largeur de la fenêtre spectrale d'observation à 200 kHz autour du pic de battement (voir Fig. I.5 (b)). Quant à la largeur à mi-hauteur du battement, elle est mesurée et est de l'ordre de 3 kHz . Sans contrôle de température et dans l'environnement de laboratoire, on observe une dérive de battement ne dépassant pas 2 MHz au bout de quelques heures.

Comme précisé dans l'introduction de ce chapitre, on sait que l'effet thermique induit par la pompe peut avoir un impact sur la fréquence de battement. Pour observer cet effet, nous nous intéressons en premier lieu à l'accordabilité du battement selon la température de la fibre. Pour contrôler cette dernière, nous posons un bloc de contrôle de température contenant un élément Peltier sur la fibre (voir Fig. I.6), celle-ci étant fixée sur une plaque métallique servant de dissipateur thermique. On utilise l'OSA

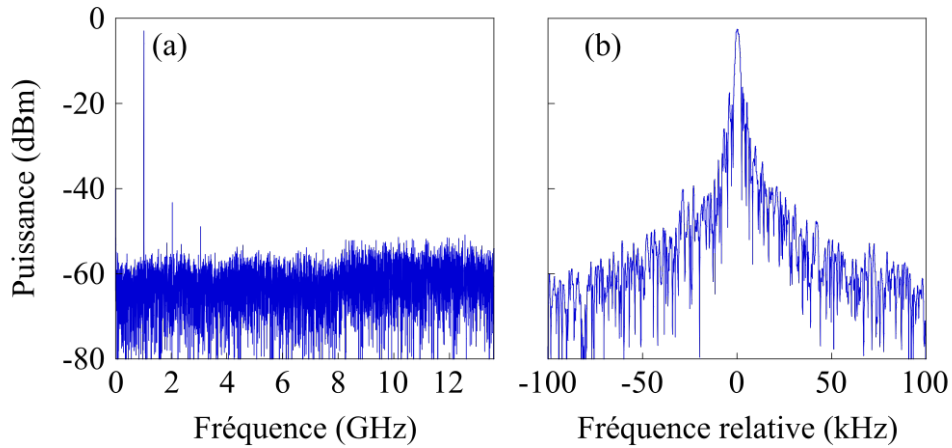


Figure I.5 – Spectres électriques du laser *DFB-1G* enregistrés à $P_{\text{pompe}} = 114$ mW. (a) Span : 13,6 GHz, RBW : 3 MHz. (b) Span : 200 kHz, RBW : 2 kHz.

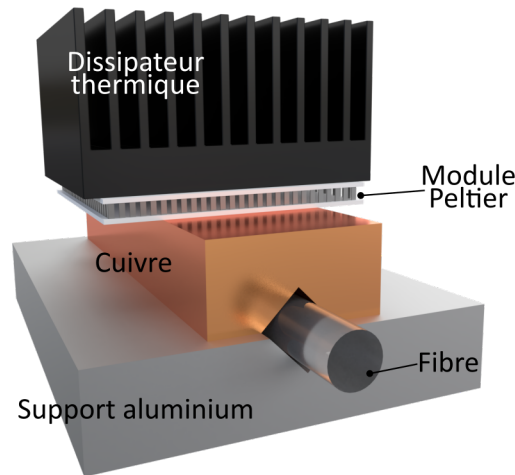


Figure I.6 – Bloc de contrôle de température.

haute résolution pour observer l'évolution du spectre de transmission à différentes températures. On observe un décalage d'environ 0,6 nm de la bande interdite entre $T = 14$ °C et $T = 30$ °C (Fig. I.7 (a)). On relève une réponse thermique, sur la Fig. I.7 (b), de l'ordre de 4 pm/K pour chacune des deux longueurs d'ondes optique dans l'intervalle [14-30 °C]. Même si c'est invisible à cette échelle, la biréfringence, et donc la fréquence de battement, dépendent également de la température. En utilisant l'ESA, on relève la fréquence de battement en fonction de la température imposée par le contrôleur de température. Cette variation enregistrée pour différentes puissances de pompe montre que la réponse n'est pas monotone (voir Fig. I.7 (c)). Il faut cependant noter qu'elle peut l'être sur d'autres échantillons lasers de type DFB ou DBR. Dans tous les cas, le point important est que la fréquence de battement reste dans une fenêtre typique de ± 2 MHz pour des variations de température ambiante usuelles dans

l'environnement du laboratoire, c'est-à-dire de l'ordre de quelques degrés.

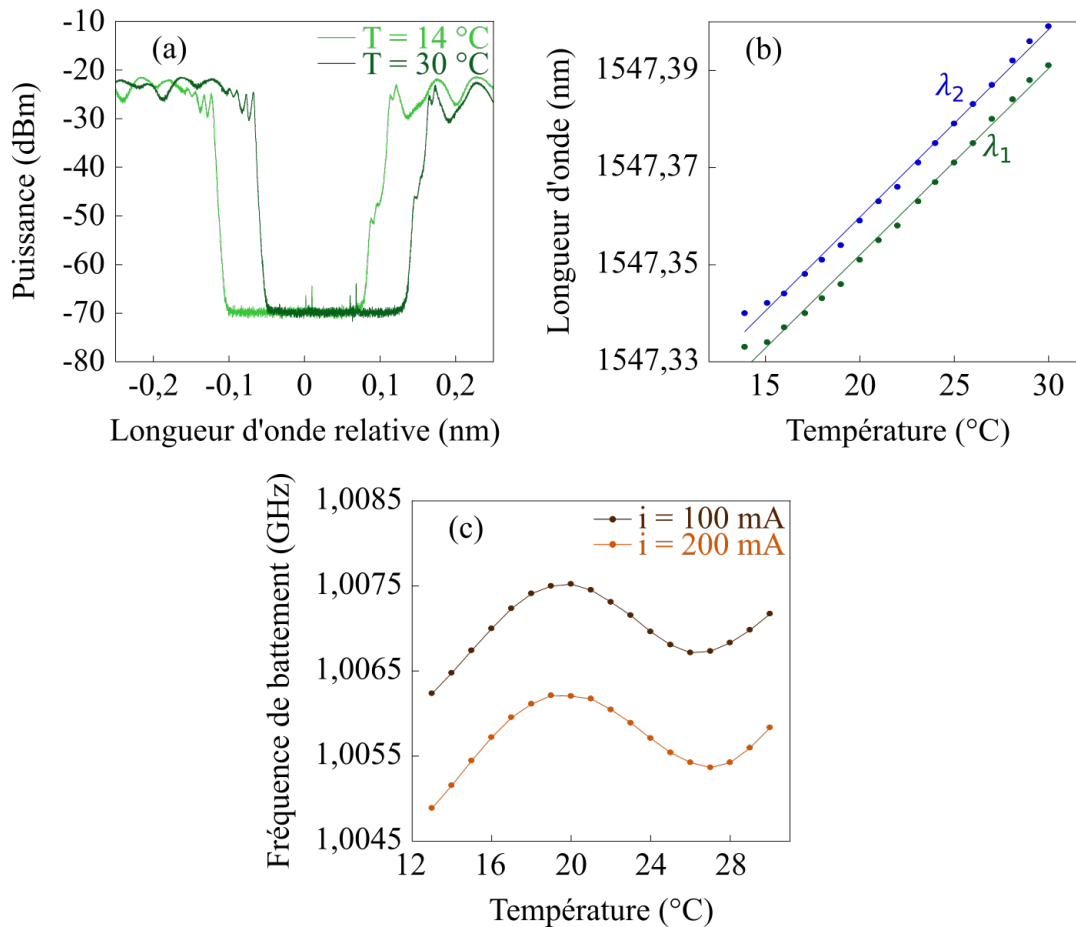


Figure I.7 – Accordabilité selon la température du laser *DFB-IG*. (a) Spectres de transmission sans pompage enregistrés à $T_{\text{laser}} = 14\text{ °C}$; 30 °C . Résolution : $0,80\text{ pm}$. (b) Évolution des deux longueurs d'onde du laser en fonction de la température, sans pompage. Pentés de 4 pm/K . (c) Variation du battement avec la température enregistrée à $i_{\text{pompe}} = 100\text{ mA}$ ($P_{\text{pompe}} = 45\text{ mW}$); 200 mA ($P_{\text{pompe}} = 92\text{ mW}$).

Ensuite, nous mesurons l'accordabilité selon la puissance de pompe. À la différence du contrôle par la température extérieure, la puissance de pompe offre une variation monotone de la fréquence de battement, et on mesure une pente de l'ordre de 7 kHz/mA , comme le montre les Fig. I.8 (a)-(b). De plus, cette pente est indépendante de la température dans l'intervalle $[16\text{-}26\text{ °C}]$. En considérant la caractéristique $P(i)$ de la diode de pompe, on convertit la valeur de la pente en kHz/mW . On obtient alors un gain statique de -20 kHz/mW . Cette méthode de contrôle de la fréquence de battement est simple et reproductible. En effet, elle est valable sur tous les autres lasers caractérisés (voir Annexe A), bien qu'on obtienne des valeurs de pentes différentes. Nous allons donc pouvoir l'exploiter pour mettre en place une première méthode de stabilisation par PLL.

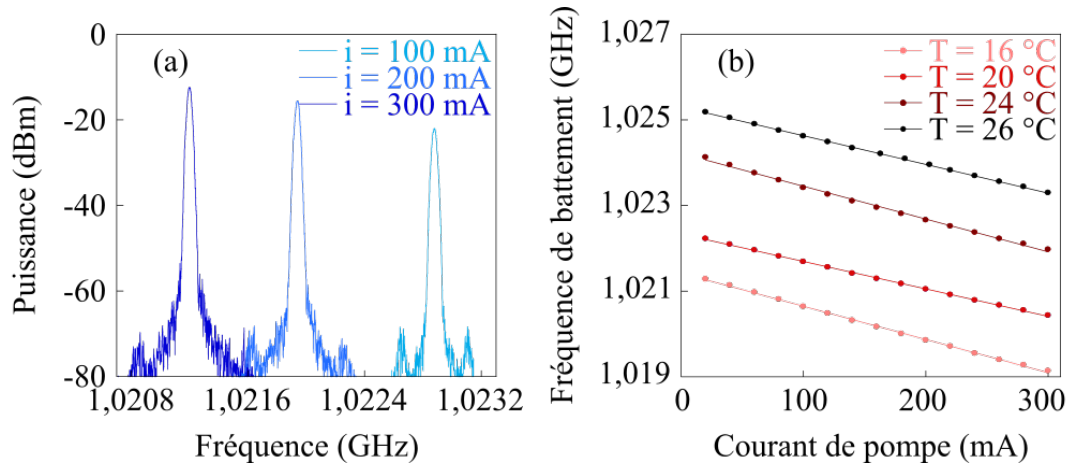


Figure I.8 – Accordabilité selon la puissance de pompe du laser *DFB-IG*. (a) Spectres électriques du battement enregistrés à température ambiante à $i_{\text{pompe}} = 100 \text{ mA}$ ($P_{\text{pompe}} = 45 \text{ mW}$); 200 mA ($P_{\text{pompe}} = 92 \text{ mW}$); 300 mA ($P_{\text{pompe}} = 136 \text{ mW}$). (b) Variation du battement avec le courant de pompe enregistrée à $T = 16 \text{ °C}$; 20 °C ; 24 °C ; 26 °C .

2 PLL utilisant la puissance de pompe

Dans cette partie, nous allons décrire le montage de la PLL optique [Gardner05] appliqué à notre laser à fibre bifréquence *DFB-IG*, qui peut alors être considéré comme un oscillateur contrôlé en tension (VCO). Nous présenterons ensuite les résultats obtenus sur celui-ci. Enfin, nous étendrons cette méthode d'asservissement sur d'autres DFFL à différentes fréquences de battement.

2.1 Montage expérimental

Le schéma fonctionnel de la PLL optique est représenté sur la Fig. I.9. Comme pour le montage de caractérisation, le laser est pompé par diode et on récupère le battement, i.e. le signal de fréquence radio (RF), en sortie de photodiode. On place ensuite un coupleur RF 90/10 (modèle Pulsar Microwave C1-10-411, avec une bande passante de 1 MHz à 2 GHz) qui n'est pas représenté sur la Fig. I.9 et dont la sortie 10% permet d'observer le battement sur un ESA. Sur la sortie 90%, le signal RF est ensuite multiplié par le signal provenant de l'oscillateur local (LO) fourni par un synthétiseur (SYNTH, modèle IFR 2023B de fréquence maximale 2 GHz, ou bien modèle Rohde & Schwarz SMB 100A de fréquence maximale 12,75 GHz, selon la disponibilité) dont on fixe la puissance de sortie à +10 dBm. À la sortie du mélangeur (modèle Marki M1-0008LQP, avec une bande passante de 10 MHz à 8 GHz), le signal d'erreur (IF) est repris par un filtre de boucle commercial (PID, modèle Toptica FALC/110) ajustable. Le signal de correction vient alors sur l'entrée de modulation de l'alimentation du laser de pompe.

Boucle fermée, le battement peut ainsi être asservi sur le LO si l'écart en fréquence entre les deux signaux est suffisamment faible.

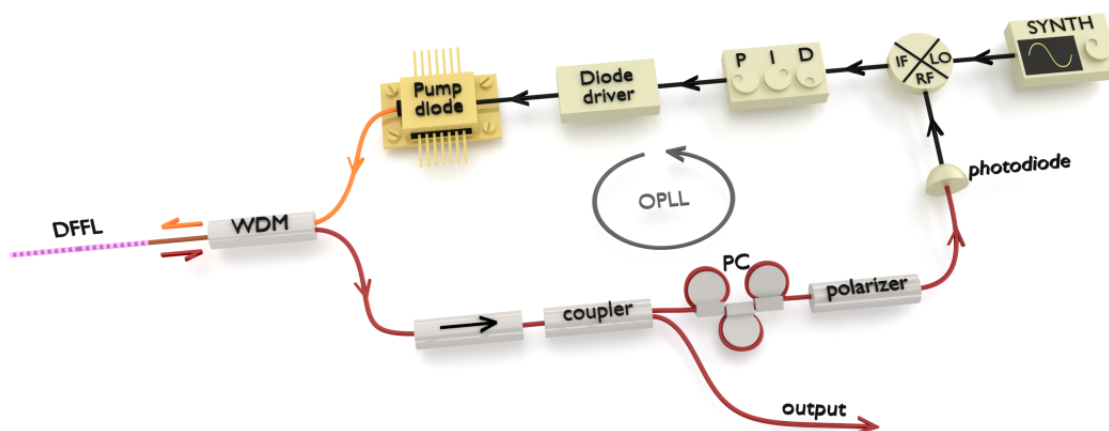


Figure I.9 – Montage PLL. DFFL : laser à fibre bifréquence; WDM : coupleur pompe-signal; PC : contrôleur de polarisation; PID : filtre de boucle.

2.2 Stabilisation du laser *DFB-1G*

Dans le cas du laser *DFB-1G*, nous utilisons une alimentation de diode (modèle Wavelength Electronics LFI-4532) ayant une fonction de transfert de 0,65 A/V. Avec une accordabilité en courant de pompe de -7 kHz/mA, le gain VCO de notre laser est de $-4,6$ MHz/V. C'est en ajustant les paramètres de la carte d'asservissement PID que l'on arrive à effectuer et à optimiser la stabilisation du laser.

Ici, le filtre consiste en un simple gain proportionnel de 23 dB. On peut noter que le laser lui-même réalise une opération d'intégration, puisqu'il convertit le signal de correction (V/rad) en une variation de fréquence (Hz/V). La Fig. I.10 (a) montre le spectre du battement stabilisé. On observe une réduction importante de la largeur à mi-hauteur du battement, puisqu'on passe d'environ 3 kHz (voir Fig. I.5 (b)) à la limite de résolution (RBW) de l'ESA, soit 1 Hz. La plage de maintien elle, est d'environ 1,5 MHz. Dans nos conditions typiques de travail en laboratoire, l'asservissement est suffisamment robuste pour maintenir le battement verrouillé des jours durant (Fig. I.10 (b)). Pour caractériser plus finement l'asservissement, nous cherchons maintenant à mesurer la fonction de transfert du système mais aussi le bruit de phase du laser stabilisé, et à le comparer au bruit de phase libre du laser.

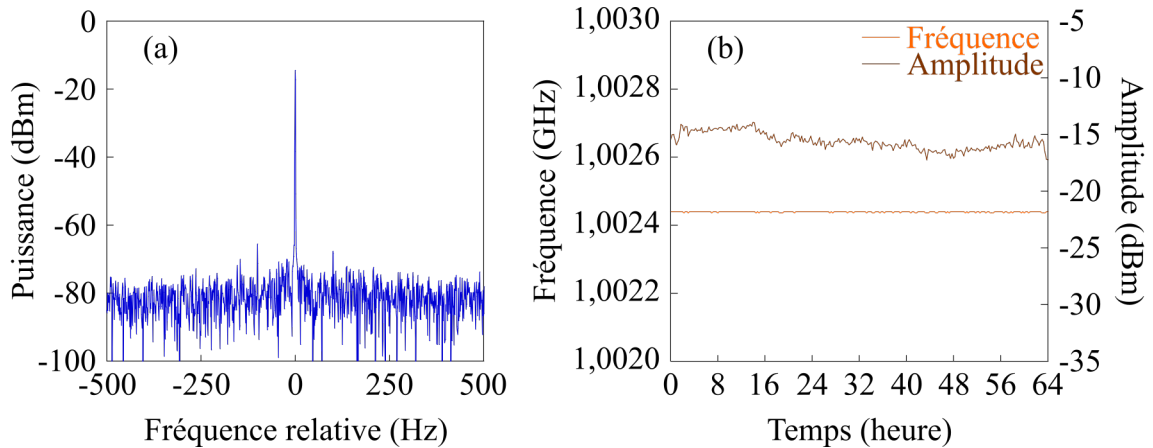


Figure I.10 – (a) Spectre électrique du battement stabilisé à $T = 20^\circ \text{C}$ et $P_{\text{pompe}} = 74 \text{ mW}$. Fréquence centrale : 1,0 GHz, Span : 1 kHz, RBW : 1 Hz. . (b) Évolution de la fréquence de battement stabilisé (en orange) et de son amplitude (en marron) en fonction du temps enregistré à $P_{\text{pompe}} = 74 \text{ mW}$.

2.3 Mesures de fonction de transfert et de bruit de phase

On peut mesurer la fonction de transfert en boucle ouverte (FTBO) à partir d'une mesure en boucle fermée, en utilisant un analyseur de réseau vectoriel (VNA, modèle Stanford Research SR780) à bas signal. Les calculs explicatifs seront précisés dans la partie 2.4. Expérimentalement, la mesure de la fonction de transfert nécessite le verrouillage du battement pendant toute la durée de l'enregistrement. Le signal fourni par le VNA est inséré en entrée de filtre de boucle et le signal à analyser est prélevé en sortie de photodiode. On peut ainsi tracer le diagramme de Bode de la boucle, sauf en très basse fréquence, i.e. inférieure à 200 Hz, où le gain est trop important et la mesure trop bruitée. Le diagramme est présenté sur la Fig. I.11 (a). La décroissance du gain correspond à la réponse thermique du laser fibre, où les processus de relaxation non-radiatifs des ions erbium sont importants. Par des mesures indépendantes des fonctions de transfert des autres éléments du système, nous nous assurons que l'allure de la courbe de gain est bien due au laser lui-même. La bande passante de boucle, soit la fréquence du gain unité, est ajustable par notre système PID. La Fig. I.11 (a) montre la situation où cette bande passante est poussée à 22 kHz. La courbe de phase est également présentée sur cette figure. On lit une phase de -182° au gain unité, soit une valeur trop proche de -180° pour permettre l'asservissement. Or, expérimentalement la stabilisation est efficace, ce qui traduit la présence dans la méthode de mesure, et pas dans la boucle PLL, d'un élément introduisant un déphasage supplémentaire. Ce point reste à clarifier.

Il est également intéressant de quantifier l'impact de l'asservissement sur le bruit

du système. La mesure de bruit de phase, en dBc/Hz, représente la puissance du bruit de phase par rapport à la puissance du battement, qui joue le rôle de porteuse (*carrier* en anglais) [Demir00]. Le bruit de phase du battement asservi est présenté sur la Fig. I.11 (b). La mesure est effectuée par un ESA, équipé d'une option pour afficher le bruit de phase. On observe que les valeurs typiques sont -65 dBc/Hz à 100 Hz et environ -80 dBc/Hz à 10 kHz. Par comparaison, la courbe orange montre le bruit de phase de l'oscillateur local à 1 GHz. Les bruits du battement et du LO sont presque identiques à basse fréquence, ce qui démontre l'effet de stabilisation de la PLL. De plus, on observe bien un léger effet de surtension à la fréquence de gain unité (22 kHz). Le bruit d'intensité du laser à des fréquences d'oscillation à 300 kHz est également visible. Enfin, le gain de boucle dépend de la puissance optique reçue par la photodiode, comme en témoigne la Fig. I.11 (c). En passant de 60 mA à 270 mA, soit de 25 mW à 123 mW de puissance de pompe, on voit le plancher de bruit descendre, et on voit également apparaître le pic de résonance qui montre qu'à plus fort gain on approche de la limite de stabilité.

L'analyseur de signaux utilisé ne permet pas de mesurer directement le bruit de phase du laser en fonctionnement libre, les dérives de la porteuse étant un peu trop importantes en basse fréquence. Cependant, l'importance de la PLL pour la réduction de bruit du laser peut être montrée de façon spectaculaire en calculant, à partir des mesures précédentes, le bruit du laser libre. Pour cela, nous montrons tout d'abord par une analyse théorique le lien entre la FTBO et le bruit du laser dans les deux régimes de fonctionnement : libre et asservi.

2.4 Calcul du bruit de phase en fonctionnement libre

Définitions. On note $u(t)$ la tension d'entrée du VCO (entrée de modulation de l'alimentation de pompe) et $s(t)$ l'amplitude du signal RF de sortie de VCO (entrée de mélangeur). Soit

$$s(t) = s_0(1 + m(t)) \sin(2\pi\nu_0 t + \phi(t)), \quad (\text{I.3})$$

où s_0 est une constante et ν_0 est la fréquence moyenne de l'oscillateur, i.e. la fréquence de battement dans notre cas. $m(t)$ est un bruit d'amplitude relatif qu'on suppose petit, de sorte que $(1 + m)^2 \simeq 1 + 2m$. Ainsi le bruit d'intensité relatif (RIN) de l'oscillateur est $2m$. La phase instantanée de l'oscillateur est notée $\Phi(t) = 2\pi\nu_0 t + \phi(t)$, et la fréquence instantanée est donc

$$\frac{1}{2\pi} \frac{d\Phi}{dt} = \nu_{\text{inst}}(t) = \nu_0 + \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi}{dt}. \quad (\text{I.4})$$

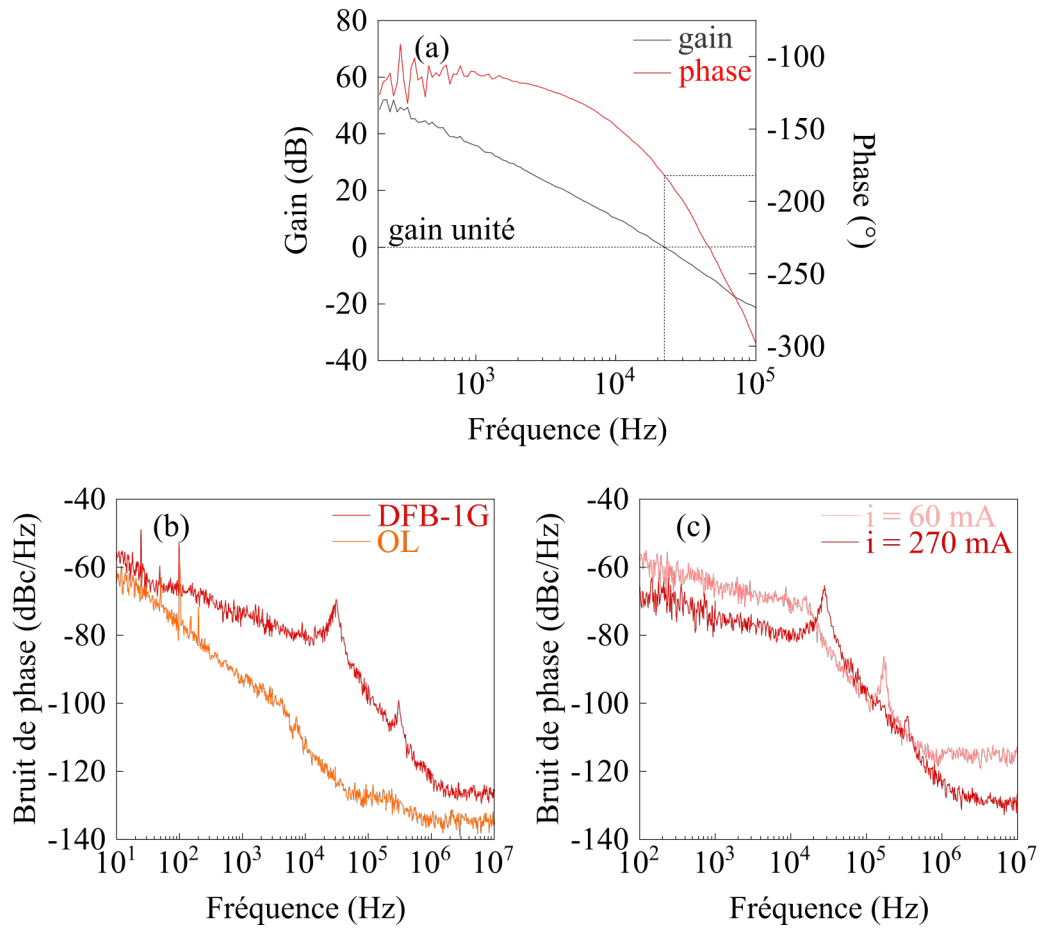


Figure I.11 – (a) Diagramme de Bode du système en boucle ouverte à $P_{\text{pompe}} = 74$ mW. En gris : courbe de gain, en rouge : courbe de phase. (b) Bruit de phase du laser *DFB-1G* stabilisé (courbe rouge) et de l'oscillateur local (courbe orange) à température ambiante et $P_{\text{pompe}} = 92$ mW. (c) Bruit de phase du laser *DFB-1G* stabilisé enregistrés à température ambiante à $i_{\text{pompe}} = 60$ mA ($P_{\text{pompe}} = 25$ mW) ; 270 mA ($P_{\text{pompe}} = 123$ mW).

De façon générale, on peut décomposer les fluctuations de fréquence/phase en deux termes, l'un correspondant au fonctionnement du VCO, c'est-à-dire la réponse à la commande $u(t)$, et l'autre comme du bruit de fonctionnement « libre ». On note ces fluctuations comme suit :

$$v_{AC} = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi}{dt} = A_0 u(t) + v_{\text{free}}(t), \quad (\text{I.5})$$

où A_0 est le « gain VCO », en MHz/V.

Modèle de VCO. La transformée de Fourier de l'Éq. I.5 donne

$$\frac{1}{2\pi}(i2\pi f)\phi(f) = A_0 u(f) + v_{\text{free}}(f). \quad (\text{I.6a})$$

L'Éq. I.6a peut se réécrire

$$\phi(f) = \frac{1}{if} A_0 u(f) + \phi_{\text{free}}(f). \quad (\text{I.7})$$

Sur le schéma-bloc de la Fig. I.12, l'encadré du VCO représente le modèle de l'Éq. I.7.

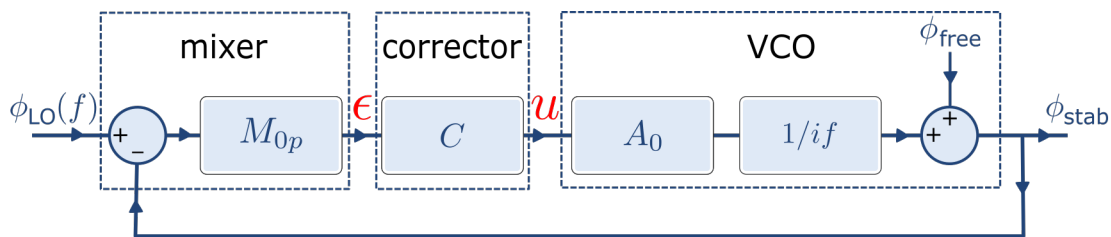


Figure I.12 – Modèle de boucle. Les notations sont explicitées dans le texte.

Modèle de PLL. Le schéma-bloc de la Fig. I.12 représente la boucle complète, depuis le signal fourni par le synthétiseur de référence, dont la phase est notée ϕ_{LO} , jusqu'au signal de sortie du VCO, qui est la sortie utile, dont la phase en boucle fermée est notée ϕ_{stab} . Le signal de sortie du mélangeur est le signal d'erreur noté ϵ , et M_{0p} est en V/rad. Expérimentalement, on mesure M_{0p} comme la valeur pic du signal de sortie du mélangeur quand il est chargé sur 50Ω . On a

$$\epsilon(t) = M_{0p} \sin(\Phi_{LO}(t) - \Phi_{\text{stab}}(t)). \quad (\text{I.8})$$

Si la boucle est verrouillée, $v_{LO} = v_{\text{stab}}$ et $\Phi_{LO} \approx \Phi_{\text{stab}}$ ($|\Phi_{LO} - \Phi_{\text{stab}}| \ll \pi$), et donc

$$\epsilon(t) \approx M_{0p} (\phi_{LO}(t) - \phi_{\text{stab}}(t)). \quad (\text{I.9})$$

D'autre part, la fonction C correspond à la fonction de transfert du filtre correcteur de la boucle (PID).

Calculs de boucle. On travaille à présent dans l'espace de Fourier. La fonction de transfert de la boucle, c'est-à-dire de l'ensemble « mélangeur - correcteur - VCO », en boucle ouverte, est donnée par

$$G_{bo} = M_{0p} C A_0 \frac{1}{if}. \quad (\text{I.10})$$

En utilisant le schéma de la Fig. I.12, on peut montrer les relations suivantes en boucle fermée :

$$\epsilon = \frac{M_{0p}}{1 + G_{bo}} (\phi_{\text{LO}} - \phi_{\text{free}}), \quad (\text{I.11a})$$

$$u = -\frac{if}{A_0} \frac{G_{bo}}{1 + G_{bo}} \phi_{\text{free}} + \frac{if}{A_0} \frac{G_{bo}}{1 + G_{bo}} \phi_{\text{LO}}, \quad (\text{I.11b})$$

$$\phi_{\text{stab}} = \frac{1}{1 + G_{bo}} \phi_{\text{free}} + \frac{G_{bo}}{1 + G_{bo}} \phi_{\text{LO}}. \quad (\text{I.11c})$$

Les grandeurs électriques mesurables dans la boucle sont les densités spectrales de puissance du signal d'erreur S_ϵ et du signal de commande S_u . Par ailleurs, on peut mesurer hors-boucle les densités spectrales de puissance de l'oscillateur local de référence $S\phi_{\text{LO}}$ (directement en sortie de synthétiseur) et $S\phi_{\text{stab}}$ en sortie de photodiode. Ces mesures nous permettent alors de calculer la densité spectrale de puissance $S\phi_{\text{free}}$ du VCO en fonctionnement libre, comme le montre le développement suivant. D'après les Éq. I.11a, Éq. I.11b et Éq. I.11c, on obtient

$$S_\epsilon = \left| \frac{M_{0p}}{1 + G_{bo}} \right|^2 (S\phi_{\text{LO}} + S\phi_{\text{free}}), \quad (\text{I.12a})$$

$$S_u = \left| \frac{if}{A_0} \frac{G_{bo}}{1 + G_{bo}} \right|^2 S\phi_{\text{free}} + \left| \frac{if}{A_0} \frac{G_{bo}}{1 + G_{bo}} \right|^2 S\phi_{\text{LO}}, \quad (\text{I.12b})$$

$$S\phi_{\text{stab}} = \left| \frac{1}{1 + G_{bo}} \right|^2 S\phi_{\text{free}} + \left| \frac{G_{bo}}{1 + G_{bo}} \right|^2 S\phi_{\text{LO}}, \quad (\text{I.12c})$$

où $S\phi_{\text{LO}}$, $S\phi_{\text{stab}}$ et $S\phi_{\text{free}}$ sont en rad^2/Hz . On peut supposer que $S\phi_{\text{free}} \gg S\phi_{\text{LO}}$, sans quoi nul besoin d'asservir. Une hypothèse plus forte est de supposer le gain suffisamment faible tel que :

$$S\phi_{\text{free}} > |G_{bo}|^2 S\phi_{\text{LO}}. \quad (\text{I.13})$$

Dans ce dernier cas, l'Éq. I.12c devient :

$$S\phi_{\text{stab}} = \left| \frac{1}{1 + G_{bo}} \right|^2 S\phi_{\text{free}}, \quad (\text{I.14})$$

soit finalement :

$$S\phi_{\text{free}} = |1 + G_{bo}|^2 S\phi_{\text{stab}}. \quad (\text{I.15})$$

Nous utilisons cette relation pour estimer le bruit de phase du laser en fonctionnement libre. En échelle logarithmique, on note

$$S\Phi = 10\log_{10}(S\phi), \quad (\text{I.16})$$

d'où

$$S\Phi_{\text{free}} = S\Phi_{\text{stab}} + 20\log_{10}|1 + G_{bo}|, \quad (\text{I.17})$$

en $\text{dB}\cdot\text{rad}^2/\text{Hz}$. L'analyseur de bruit de phase mesure $L\Phi = S\Phi - 3\text{dB}$ (en dBc/Hz) afin de ne tenir compte que d'une bande latérale de bruit. L'Éq. I.17 est utilisée pour estimer le bruit de phase du battement à 1 GHz (laser *DFB-1G*), mais également du battement à 10 GHz (laser *DFB-10G*) et du battement à 300 MHz (laser *DFB-300M*) que nous aborderons dans la partie 2.5. Mais avant cela, nous montrons comment G_{bo} peut être estimé par une mesure en boucle fermée.

Mesure de G_{bo} . La fonction de transfert G_{bo} est mesurée grâce à l'analyseur de réseau vectoriel (VNA) dédié aux petits signaux. On injecte un signal p dans la boucle, lorsque celle-ci est verrouillée (Fig. I.13). On note $\epsilon_1(f)$ le signal de sortie du mélangeur et $\epsilon_2(f)$ le signal en entrée de correcteur. On obtient :

$$\epsilon_1 = \frac{M_{0p}}{1 + G_{bo}} \phi_{\text{LO}} - \frac{G_{bo}}{1 + G_{bo}} p - \frac{M_{0p}}{1 + G_{bo}} \phi_{\text{free}}, \quad (\text{I.18a})$$

$$\epsilon_2 = \frac{M_{0p}}{1 + G_{bo}} \phi_{\text{LO}} + \frac{1}{1 + G_{bo}} p - \frac{M_{0p}}{1 + G_{bo}} \phi_{\text{free}}. \quad (\text{I.18b})$$

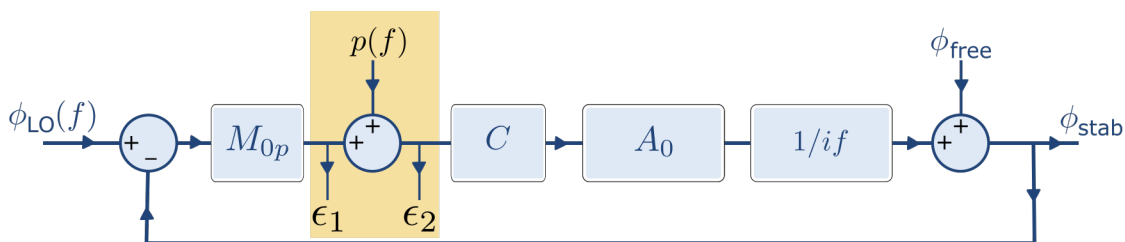


Figure I.13 – Principe de la mesure de la FTBO par le VNA en boucle fermée.

En supposant que le signal déterministe $p(f)$ est suffisamment fort par rapport aux bruits du synthétiseur et du VCO, alors il vient, d'après les Éq. I.18a et Éq. I.18b,

$$\left. \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \right|_{p \gg \text{bruit}} = -G_{bo}. \quad (\text{I.19})$$

Ainsi, on peut mesurer le gain en boucle ouverte à partir d'une mesure faite sur le système asservi. En revanche, si p est dominé par le bruit, le rapport des signaux ϵ_1/ϵ_2 ne mesure pas G_{bo} . Ainsi, dans la pratique, la mesure de G_{bo} est limitée aux fréquences supérieures à quelques centaines de Hz. À plus basse fréquence, les dérives du laser (VCO) sont trop importantes pour donner une mesure fiable de G_{bo} .

Résultats. La Fig. I.14 permet de comparer les bruits de phase $L\phi_{stab}$ et $L\phi_{free}$, dans des conditions de mesures identiques pour le battement asservi et la FTBO. L'effet de la PLL apparaît nettement, avec un épaulement prononcé au niveau de la fréquence de gain unité. Comme on l'a vu précédemment, la mesure de la FTBO est limitée en basse fréquence à quelques centaines de Hz, mais la pente de $L\phi_{free}$ obtenue est constante sur la plage mesurée. En particulier on voit qu'entre 30 kHz et 1 MHz le bruit de phase est celui du laser en fonctionnement libre, la PLL n'agit plus. Ici la valeur de pente, voisine de -30 dB par décade, devra être confrontée à un modèle théorique, mais est en accord avec les mesures réalisées par Maxin *et al.* sur un autre laser DFB (-29 dB/dec) [Maxin11] ainsi que les mesures de [Ronnekleiv00]. Cette figure témoigne de l'effet de la PLL sur le bruit du battement laser.

2.5 Extension de la PLL à d'autres structures lasers

La stabilisation par PLL sur le laser *DFB-1G* ayant un battement à 1 GHz s'est avérée efficace et robuste. Nous avons ensuite voulu appliquer cette méthode à d'autres lasers à fibre pour vérifier la reproductibilité de la méthode générale. De ce fait, nous avons choisi de l'étendre à des lasers à fibre DFB ayant des fréquences de battement très différentes : ce sont les lasers *DFB-10G* et *DFB-300M*, respectivement de fréquence de battement 10 GHz et 300 MHz. L'étude du laser *DFB10G* permet de montrer que la PLL fonctionne sur une grande plage de fréquence, ce qui est intéressant pour les applications. Quant au laser *DFB-300M*, il s'agit d'un laser co-dopé Er-Yb qui émet beaucoup plus de puissance que les lasers dopés Er. Comme précisé au début de la partie 2.2, l'asservissement dépend des paramètres de la carte d'asservissement que l'on utilise. Nous précisons donc d'abord quelques caractéristiques utiles de ces lasers, avant de préciser les ajustements de l'électronique et de présenter les résultats de la stabilisation par PLL pour chacun d'eux.

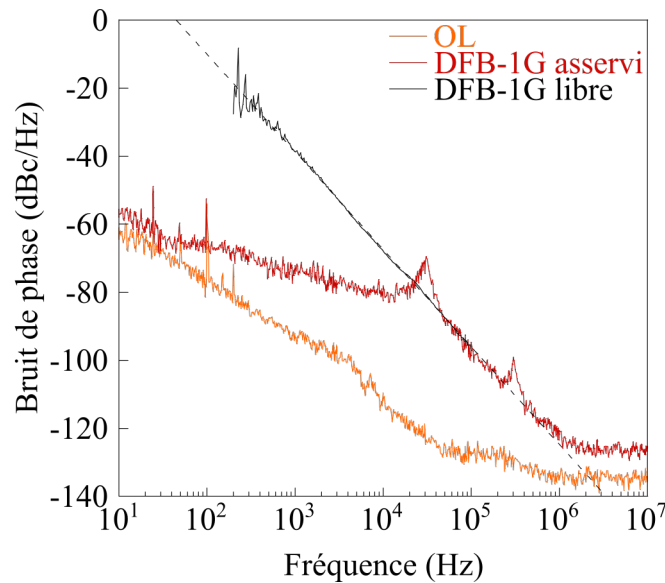


Figure I.14 – Bruit de phase du battement du laser *DFB-1G* asservi (courbe rouge) et en fonctionnement libre (courbe noire), et de l'oscillateur local (courbe orange). La courbe pointillée est un ajustement logarithmique dont la pente est $-28,7$ dB/dec.

2.5.1 Laser *DFB-10G*

Le laser *DFB-10G* est un laser bifréquence qui présente un battement autour de 10 GHz. Il s'agit d'un laser DFB photoinscrit sur un tronçon de fibre de 50 mm, dopé aux ions erbium. Il présente une absorption de 11,1 dB/m à 1530 nm. La fibre active est soudée à de la fibre SMF. Le réseau de Bragg est photoinscrit à 248 nm sur une fibre de 125 μm de diamètre. La longueur totale du laser est $L_B = 41,3$ mm. Il présente un saut de phase π situé à 27 mm du début du réseau, fixant la valeur des coefficients de transmissions des miroirs à -59 dB et à -28 dB. Sa longueur effective est $L_{\text{eff}} = 3,3$ mm, sa longueur d'onde centrale est $\lambda_B = 1533$ nm et son coefficient de couplage est $\kappa = 275 \text{ m}^{-1}$.

Caractérisation du laser. La Fig. I.15 montre l'évolution de la puissance du laser en sortie contra-propageante en fonction de la puissance de pompe. Son seuil laser est à environ 6 mW, et bien que la pente soit différente, la puissance de sortie est du même ordre de grandeur que celle du *DFB-1G*. On observe ensuite un battement proche de 10,2 GHz comme le montre les spectres électriques de la Fig. I.16, enregistrés pour différentes largeurs de la fenêtre d'analyse. La Fig. I.16 (a) permet tout d'abord de repérer le battement sur une large bande spectrale. La Fig. I.16 (b) centre ce battement sur une fenêtre plus étroite. On y distingue aussi de part et d'autre du battement des oscillations de relaxations de 300 kHz et 500 kHz.

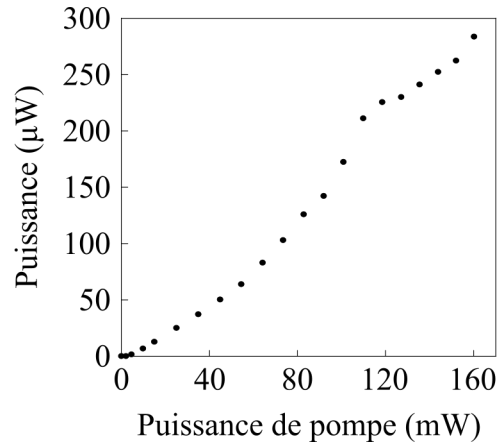


Figure I.15 – Caractéristique en puissance du laser *DFB-10G*. Pente de $2,0 \mu\text{W}/\text{mW}$.

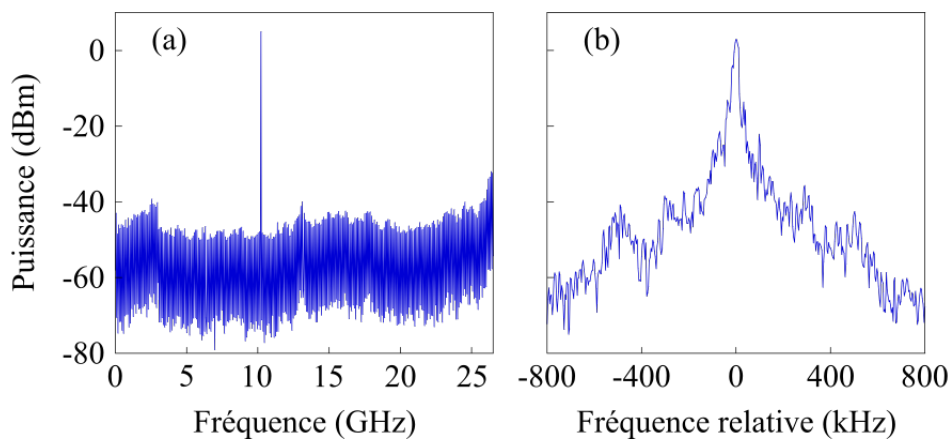


Figure I.16 – Spectres électriques du laser *DFB-10G* enregistrés à $T = 19 \text{ }^\circ\text{C}$ et à $P_{\text{pompe}} = 136 \text{ mW}$. (a) Span : 26,5 GHz, RBW : 5 MHz. (b) Span : 1,6 MHz, RBW : 20 kHz.

Pour comprendre cette valeur de battement, on observe la transmission de ce laser en utilisant l'analyseur HR-OSA. On constate que l'écart entre les deux pics centrés dans la bande interdite ne justifie pas un battement à 10 GHz. En effet, sur la Fig. I.17 qui montre la transmission du laser *DFB-10G* à différents courants de pompe et polarisations, on remarque plusieurs choses. D'abord que cet écart est de 500 MHz (4 pm), ce qui correspond à une biréfringence de $3,7 \times 10^{-6}$. Nous avons effectivement observé un très faible battement à cette fréquence à l'ESA. Ensuite, on remarque bien sur la Fig. I.17 (a) l'allure asymétrique de la bande interdite. La Fig. I.17 (b) montre qu'en jouant sur la polarisation, on arrive à éteindre successivement chacun des deux pics centraux. On constate que l'amplitude des oscillations sur le bord de la bande interdite varie également avec la polarisation. La Fig. I.17 (c) représente la transmission du laser à courant de pompe non nul, ce qui permet de constater à quelles longueurs d'onde le laser émet le plus de puissance principalement. On peut ensuite savoir si

ces pics sont de polarisations croisés ou parallèles en comparant avec la Fig. I.17 (b). On observe que le battement à 10,2 GHz s'établit entre deux pics parallèles dont l'un se situe au centre et l'autre à l'extrémité de la bande interdite. Le pic en bord de transmission est voisin d'un autre pic d'amplitude non négligeable, et de polarisation orthogonale par rapport à celle du pic principal de milieu de bande interdite. On avait observé lors d'une précédente soudure du laser *DFB-10G* au banc de caractérisation, que les polarisations des deux modes principaux étaient croisées puisqu'on avait pu mesurer la puissance de chacune des polarisations. L'origine du battement à 10,2 GHz de ce laser en fait un cas particulier parmi les lasers DFB dopés Er^{3+} . Il est plus sensible que les autres, et le changement de modes principaux et donc de polarisation est lié à la rétrodiffusion de la lumière selon la soudure.

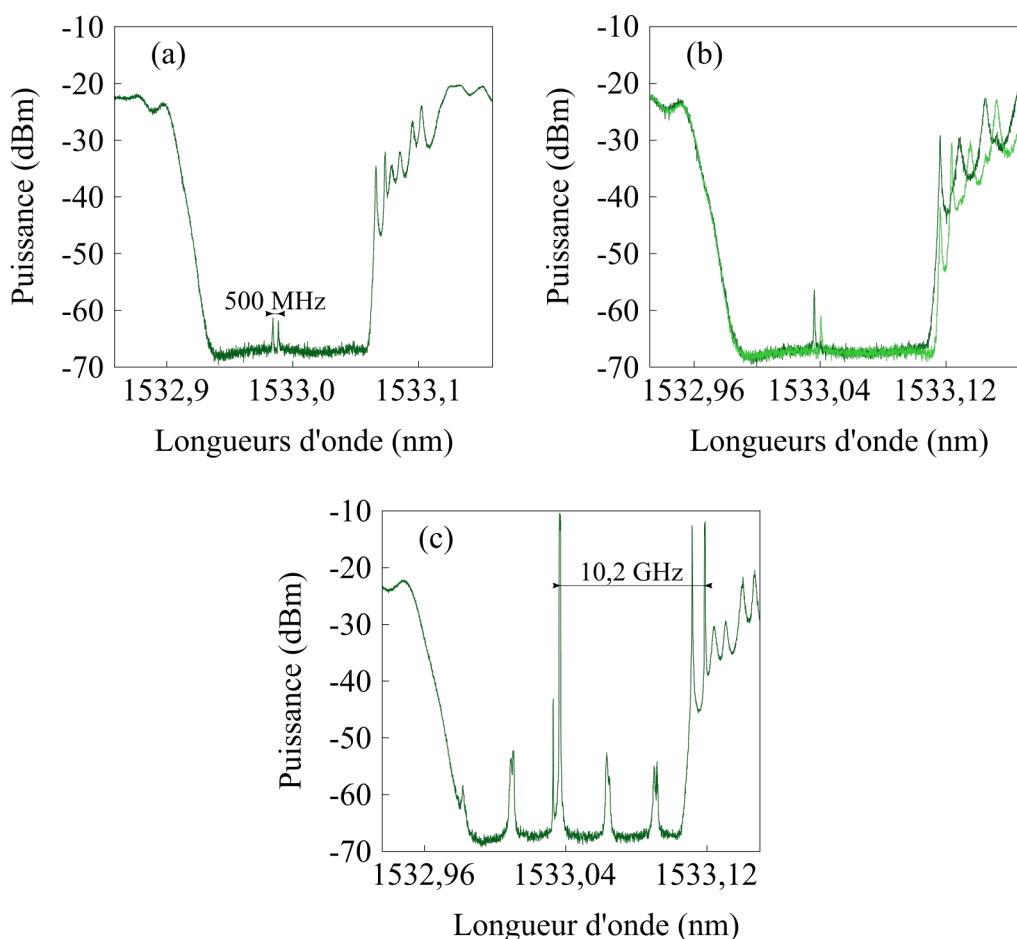


Figure I.17 – Spectres de transmission du laser *DFB-10G*. Résolution des spectres : 0,80 pm. (a) Diode de pompe éteinte. L'écart entre les deux pics centraux vaut 500 MHz. (b) Diode de pompe éteinte. Les deux traces représentent des polarisations croisées. (c) Diode de pompe allumée. $P_{\text{pompe}} = 35$ mW. On observe des artefacts de mesure autour des deux pics centraux dans la bande interdite.

Lors de l'étude de ce laser, nous nous sommes également intéressés à d'autres

caractéristiques. Ainsi, nous avons pu évaluer le déplacement de la fréquence de battement en fonction du courant à température constante ($T = 19\text{ °C}$) à $-0,5\text{ MHz/mA}$ (voir la Fig. I.18 (a)). De même en fonction de la température, le battement se décale de -27 MHz/°C à $i = 300\text{ mA}$ comme on peut le voir sur la Fig. I.18 (b).

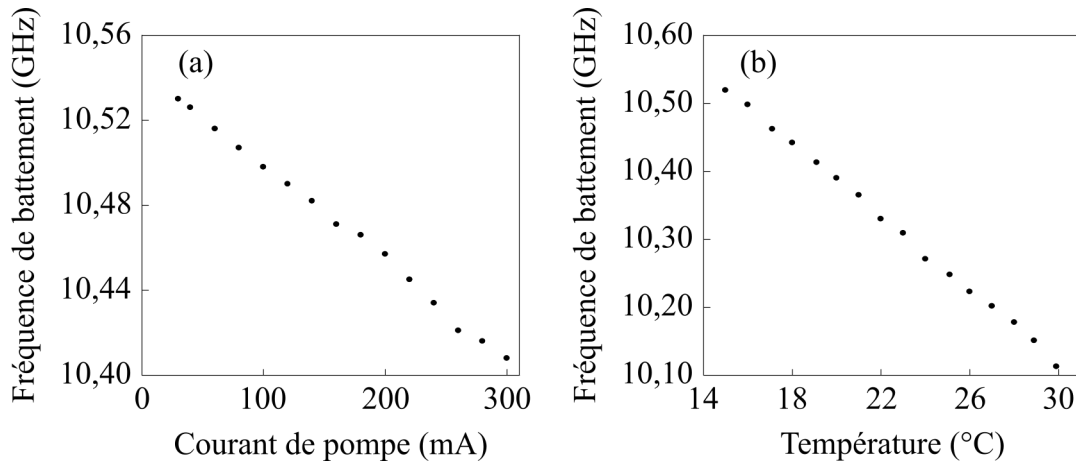


Figure I.18 – (a) Variation du battement avec le courant de pompe à $T = 19\text{ °C}$. Pente de $-0,5\text{ MHz/mA}$ (b) Variation du battement avec la température à $i = 300\text{ mA}$ ($P_{\text{pompe}} = 136\text{ mW}$). Pente de -27 MHz/°C

Une fois caractérisé, nous avons cherché à stabiliser le laser. Pour ce faire, de façon analogue au laser *DFB-1G*, nous avons mis en place une boucle à verrouillage de phase (PLL).

Stabilisation du laser par PLL. On met en place une boucle à verrouillage de phase pour asservir la fréquence du battement du laser *DFB-10G* sur une fréquence de référence fournie par un synthétiseur à 10 GHz . Il s'agit du même schéma de principe que pour le laser *DFB-1G*, mais avec quelques modifications pour l'adapter à plus haute fréquence. Le coupleur (modèle Clear Microwave C10612, avec une bande passante de $6\text{ à }12\text{ GHz}$), le mélangeur (modèle Marki ML1-0113LS, avec une bande passante de $1,5\text{ à }13\text{ GHz}$) et le synthétiseur (modèle Rohde & Schwarz SMB 100A) ont notamment été modifiés. Le laser *DFB-10G* ayant plus de gain que le *DFB-1G* (la sensibilité en MHz/mA est plus importante), nous changeons l'alimentation de diode pour éviter de créer un système oscillant, lié à un surplus de gain dans la boucle. Nous optons donc pour une alimentation de marque Vescent (modèle D2-105), qui présente un faible bruit ainsi qu'une excursion de 1 mA/V . Le gain VCO de notre laser est alors de $-0,5\text{ MHz/V}$.

Nous pouvons stabiliser le laser en ajoutant uniquement un filtre à gain proportionnel du kit PID, c'est-à-dire sans intégrateur ni dérivateur, comme dans le cas du

laser *DFB-1G*. La Fig. I.19 (a) représente le spectre électrique du battement stabilisé où sa largeur à mi-hauteur est de 1 Hz soit la limite de résolution de l'ESA utilisé. Dans ces conditions, on mesure en boucle fermée la réponse du système en boucle ouverte. Sur la Fig. I.19 (b), on mesure la fréquence de gain unité autour de 36 kHz. À cette même fréquence, la phase est de -155° , ce qui correspond bien à un système stable.

On mesure également le bruit de phase du système en boucle fermée. Les densités spectrales de bruit de phase du laser et de l'oscillateur local sont présentées sur la Fig. I.19 (c). On retrouve bien la bande passante de boucle vers 36 kHz, traduit par une remontée de bruit. On observe également un plateau basse fréquence aux environs de -75 dBc/Hz. La plage de maintien est de l'ordre de 4 MHz, ce qui est suffisant pour compenser les dérives de température dans l'environnement du laboratoire.

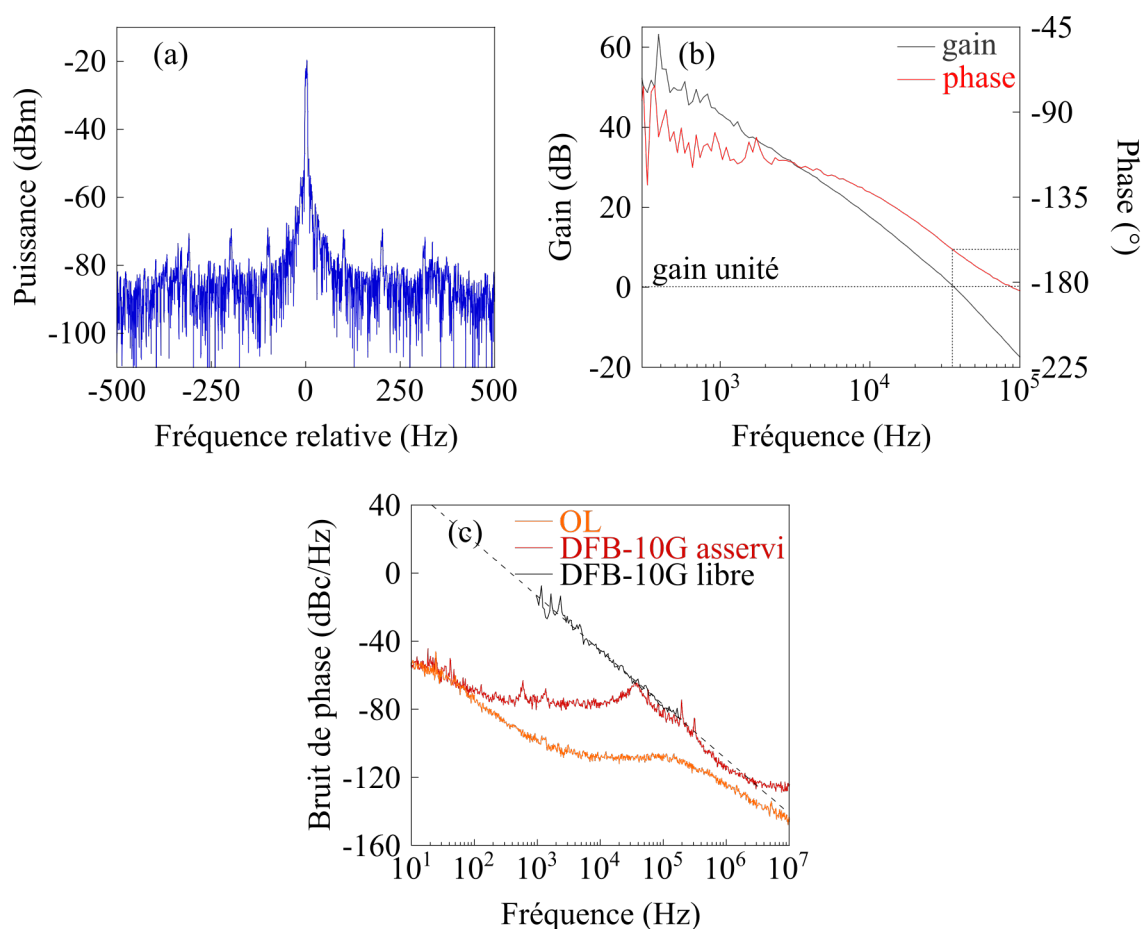


Figure I.19 – (a) Spectre électrique du battement stabilisé à $T = 20^\circ\text{C}$ et $P_{\text{pompe}} = 21$ mW. Span : 1 kHz, RBW : 1 Hz. (b) Diagramme de Bode du système en boucle ouverte à $P_{\text{pompe}} = 22$ mW. En gris : courbe de gain, en rouge : courbe de phase. (c) Bruit de phase du laser *DFB-10G* asservi (courbe rouge) et en fonctionnement libre (courbe noire), et de l'oscillateur local (courbe orange). La courbe pointillée est un ajustement logarithmique dont la pente est $-27,4$ dB/dec.

Comme pour le laser *DFB-1G*, on calcule le bruit de phase du laser « libre », soit hors asservissement, à partir de la fonction du transfert du système et du bruit de phase du laser asservi. La Fig. I.19 (c) montre le bruit de phase du laser *DFB-10G* asservi et libre. On constate qu'à 1 kHz, on abaisse le bruit d'environ 40 dB grâce à la PLL.

Nous avons réussi à asservir le battement à 10 GHz. Comme pour le laser *DFB-1G*, seul du gain a été ajouté pour optimiser la PLL du laser *DFB-10G*. L'asservissement est solide et le battement peut rester verrouillé plusieurs heures. La bande passante est de 36 kHz pour le laser *DFB-10G*, et on observe un plateau de bruit à -75 dBc/Hz entre 10^2 Hz et 10^4 Hz soit sur deux décades.

2.5.2 Laser *DFB-300M*

Le laser *DFB-300M* est un laser bifréquence qui présente un battement autour de 300 MHz. C'est un laser DFB photoinscrit sur un tronçon de fibre de 30 mm, co-dopée par des ions erbium Er^{3+} et ytterbium Yb^{3+} . La fibre active est soudée à de la fibre SMF. Le réseau de Bragg est photoinscrit à 248 nm sur une fibre de $125 \mu\text{m}$ de diamètre. La longueur totale du laser est $L_B = 28$ mm. Il présente un saut de phase de π situé à 16 mm du début du réseau, fixant la valeur des coefficients de transmissions des miroirs à -43 dB et à -32 dB. Sa longueur effective est $L_{\text{eff}} = 2,8$ mm, sa longueur d'onde centrale est $\lambda_B = 1548$ nm et son coefficient de couplage est $\kappa = 362 \text{ m}^{-1}$.

Caractérisation du laser. Le laser *DFB-300M* émet plus de puissance que les lasers *DFB-1G* et *DFB-10G* (Fig. I.20). En effet, la puissance en sortie contra-propageante est voisine de 10 mW, du fait que les lasers co-dopés Er^{3+} - Yb^{3+} contiennent davantage d'ions erbium. Le courant seuil est d'environ 25 mA soit 6 mW. On remarque que le laser commence à saturer en puissance de sortie au-delà de 7 mW.

Le laser présente un battement proche de 300 MHz comme le montre la Fig. I.21 (a) sur une fenêtre d'analyse large de 5 MHz. On y distingue aussi des bandes latérales de part et d'autre du battement. Elles correspondent aux fréquences des oscillations de relaxations qui sont de l'ordre de 600 kHz. Nous avons également observé l'accordabilité du battement. Ainsi, la Fig. I.21 (b) montre l'évolution du battement en fonction du courant de pompe. On mesure une pente de 50 kHz/mA. Puis, on observe sur la Fig. I.21 (c) les variations du battement avec la température, qui sont de l'ordre de 80 kHz/°C.

Stabilisation du laser par PLL. On met en place une boucle à verrouillage de phase pour asservir la fréquence du battement du laser *DFB-300M* sur une fréquence de référence fournie par un synthétiseur à 300 MHz. Il s'agit du même schéma de principe

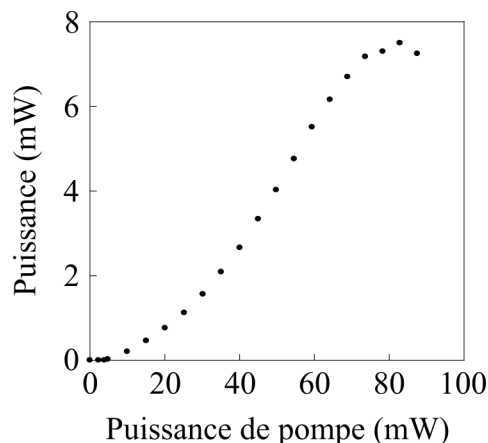


Figure I.20 – Caractéristique en puissance du laser *DFB-300M*. Pente de 0,1 mW/mW.

que pour les lasers *DFB-1G* et *DFB-10G*. On utilise les mêmes coupleur et mélangeur que pour le *DFB-1G*, et le même oscillateur local que pour le *DFB-10G*. La présence du kit PID est également nécessaire et on utilise l'alimentation de diode laser faible bruit de marque Vescent. Le gain VCO de notre laser est alors de 50 kHz/V.

Nous avons cherché à mesurer la FTBO comme pour le laser *DFB-1G* en mesurant la réponse du système en boucle fermée. Bien que la meilleure stabilité soit obtenue pour un filtre mêlant du gain proportionnel, un intégrateur et un dérivateur, nous avons observé que l'asservissement ne résistait pas à la mesure effectuée avec le VNA. Nous divisons alors la mesure en plusieurs étapes. Dans un premier temps, nous mesurons en boucle fermée la fonction de transfert du laser entre 500 Hz et 10^5 Hz, sans prendre en compte le correcteur. La mesure s'effectue au VNA entre l'entrée du VCO et la sortie du mélangeur (Fig. I.22 (b)). Puis dans un second temps, nous mesurons la fonction de transfert du kit PID entre 1 Hz et 10^5 Hz au VNA (Fig. I.22 (b)). Enfin, nous déduisons entre 500 Hz et 10^5 Hz la fonction de transfert du système complet en combinant les deux mesures précédentes. Elle est représentée sur la Fig. I.22 (c). On y lit la fréquence du gain unité qui est d'environ 28 kHz, et qui correspond à une phase de -130° . Sur la courbe de phase, on observe une augmentation liée aux intégrateurs, qui permet de repousser le gain unité tout en maintenant la stabilité du système.

La Fig. I.23 (a) représente le spectre électrique du battement stabilisé enregistré dans ces mêmes conditions de stabilité. On constate que sa largeur à mi-hauteur est de 1 Hz ce qui correspond à la limite de résolution de l'ESA utilisé. On mesure également le bruit de phase du laser *DFB-300M*. La Fig. I.23 (b) représente la densité spectrale du laser ainsi que celle de l'oscillateur local. On retrouve bien la bande passante de boucle vers 30 kHz ainsi que les oscillations de relaxations vers 600 kHz. Par ailleurs, on observe un plateau de fréquence vers -80 dBc/Hz avec un minimum à -95 dBc/Hz. Pour des fréquences inférieures à 100 Hz, le bruit de phase du laser est limité par celui

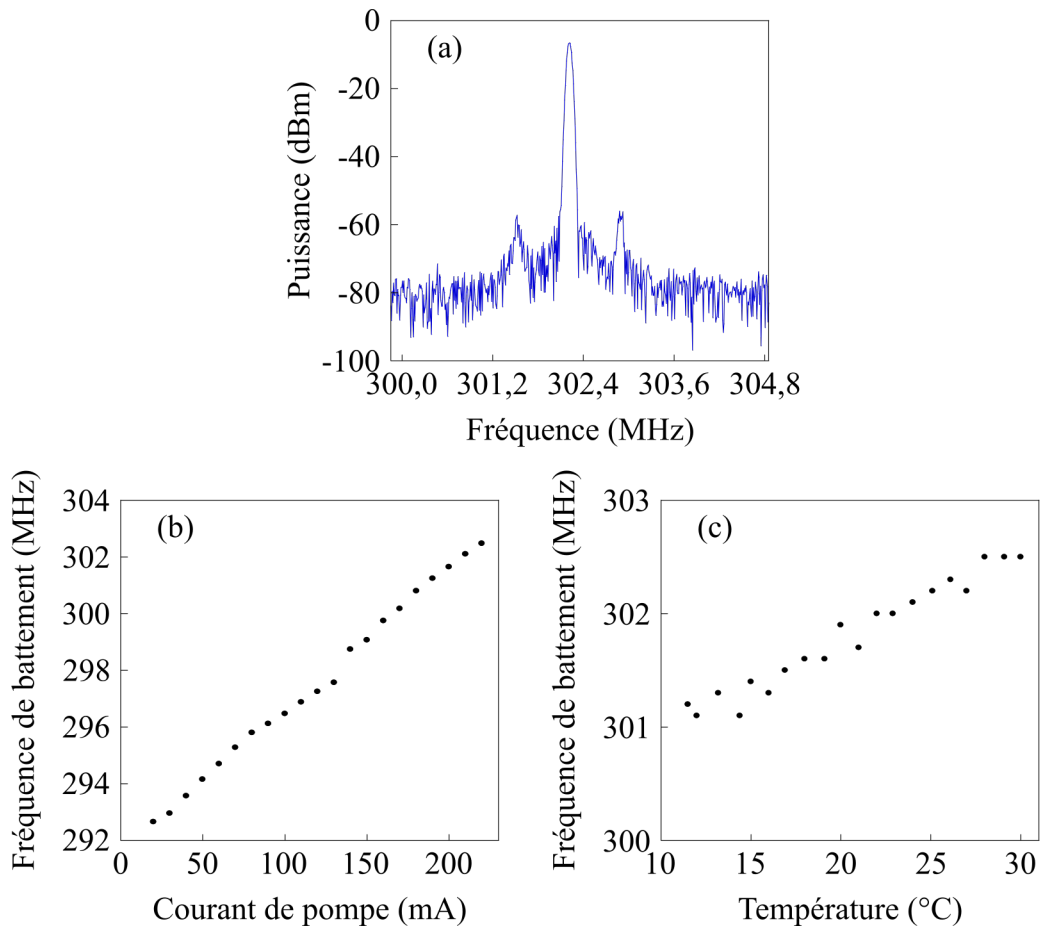


Figure I.21 – (a) Spectre électrique du laser *DFB-300M* enregistré à $P_{\text{pompe}} = 45$ mW. Span : 5 MHz, RBW : 5 kHz. (b) Variation du battement avec le courant de pompe enregistrée à température ambiante. Pente de 50 kHz/mA. (c) Variation du battement avec la température à $i = 100$ mA ($P_{\text{pompe}} = 45$ mW). Pente de 80 kHz/°C.

du synthétiseur.

Comme pour les lasers *DFB-1G* et *DFB-10G*, on peut calculer le bruit de phase du battement libre à partir de la réponse en boucle ouverte du système ainsi que la densité spectrale du laser stabilisé. Il correspond à la courbe noire présente sur la Fig. I.23 (b). Par exemple, on constate qu'à 1 kHz, on abaisse le bruit de phase de 47 dB, et à 10 kHz on l'abaisse de 18 dB en asservissant notre battement.

2.5.3 Discussion

Nous avons démontré la stabilisation par PLL, avec la pompe comme actuateur, de plusieurs lasers à fibre DFB ayant des compositions et des fréquences de battements très différentes : 300 MHz, 1 GHz et 10 GHz. Bien que nous ne l'ayons pas détaillé ici, nous avons aussi étendu la méthode à un laser à fibre DBR de fréquence de

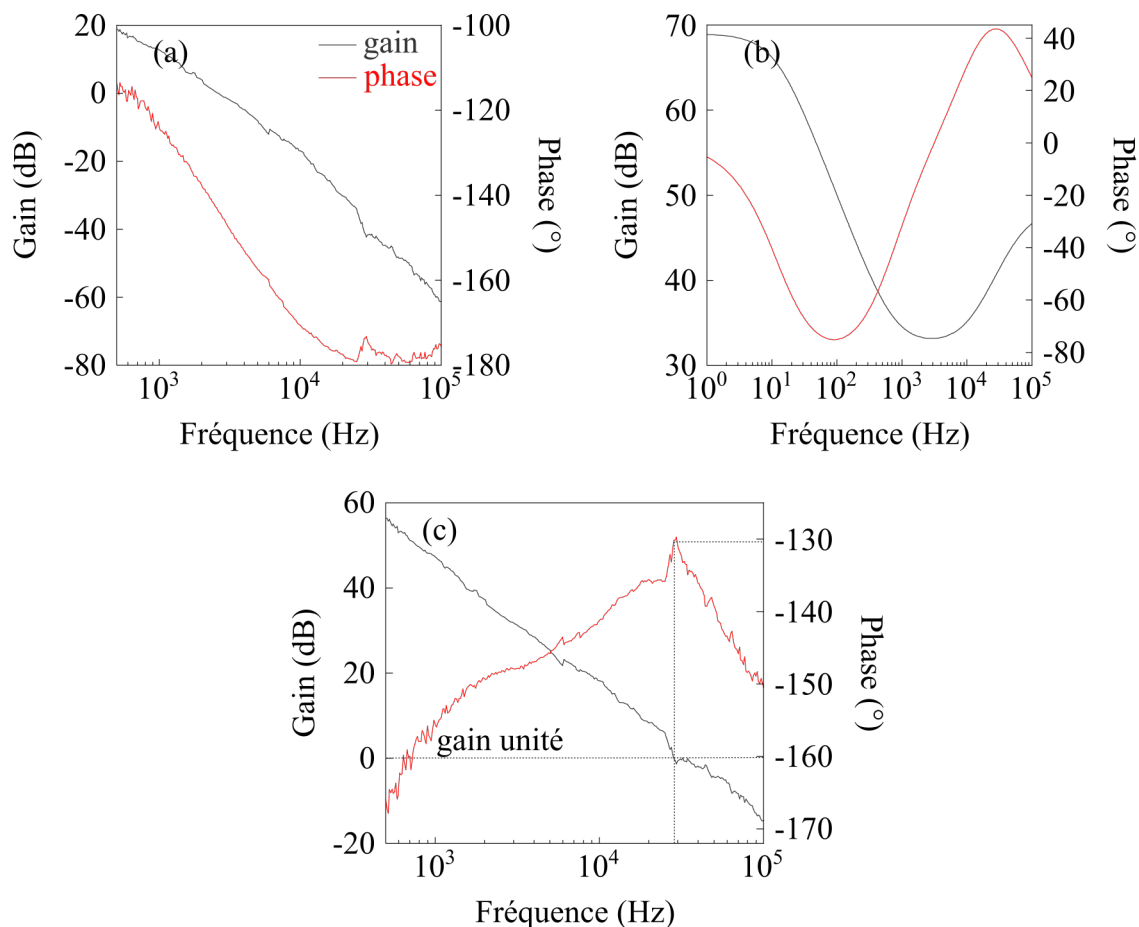


Figure I.22 – Réponse en boucle ouverte (en gris : courbe de gain, en rouge : courbe de phase). (a) Du système sans le filtre correcteur. (b) Uniquement le correcteur. (c) Du système complet.

battement 400 MHz, ainsi qu'à un laser DFB ayant un battement à 1,4 GHz sur lequel nous reviendrons dans le Chapitre III. L'ensemble de ces lasers se distingue par leurs compositions, dopé Er^{3+} ou bien co-dopé $\text{Er}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$, et donc par leurs puissances, allant de la centaine de μW au mW. Suivant les échantillons, nous avons mis en œuvre des filtres de boucle permettant de tenir compte des gains VCO de chaque laser. Dans tous les cas, la PLL se montre très efficace en basse fréquence, le bruit de phase recopiant le bruit du LO jusqu'à typiquement 100 Hz. Dans le cas du laser à 1 GHz nous observons que l'effet d'intégration du VCO seul suffit à verrouiller le laser sur des temps longs. Dans le cas du laser *DFB-300M*, nous avons pu optimiser les paramètres du filtre de boucle avec l'ajout d'un intégrateur et d'un dérivateur, ce qui permet de repousser la bande passante de boucle à 40 kHz. Dans tous ces cas, les battements peuvent rester verrouillés pendant plusieurs heures dans l'environnement du laboratoire.

En regard de la simplicité de cette méthode de PLL avec la pompe comme actuateur, le défaut reste les fluctuations de puissance du battement inhérentes à

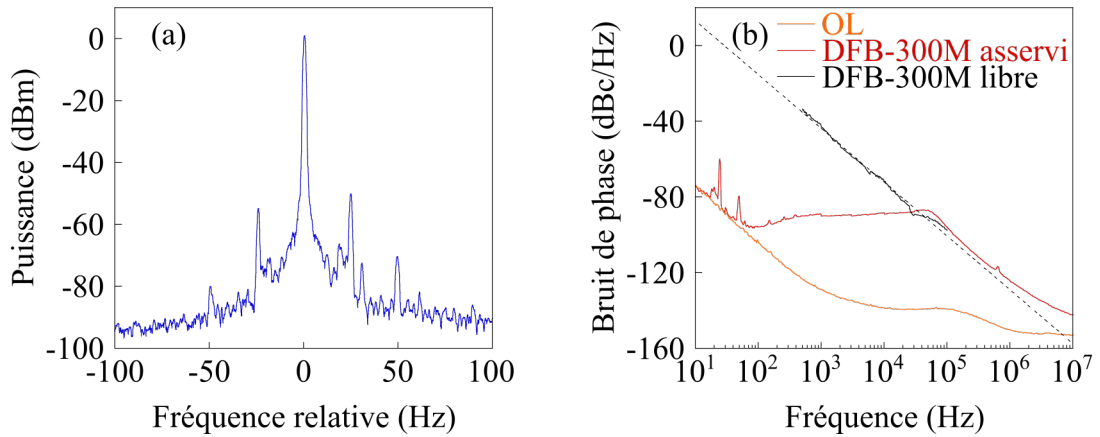


Figure I.23 – (a) Spectre électrique du battement stabilisé à $P_{\text{pompe}} = 45 \text{ mW}$. Span : 200 Hz, RBW : 1 Hz. (b) Bruit de phase du laser *DFB-300M* asservi (courbe rouge) et en fonctionnement libre (courbe noire), et de l'oscillateur local (courbe orange). La courbe pointillée est un ajustement logarithmique dont la pente est $-28,4 \text{ dB/dec}$.

la méthode. En effet, toute contre-réaction visant à corriger un écart de fréquence va mener à une variation de la puissance laser émise et donc de la puissance de battement. Une alternative que nous explorons dans la partie suivante, consiste à utiliser un actuateur différent, indépendant de la diode de pompe.

3 Contrôle de la fréquence de battement par un laser non résonnant

Nous souhaitons stabiliser un laser à fibre bifréquence en utilisant toujours la méthode par PLL mais cette fois-ci avec un laser « de contrôle » comme actuateur. Il s'agit d'une diode laser dont l'émission est non résonnante avec le milieu actif, à base d'ions erbium. Cependant, elle devrait venir modifier l'indice de réfraction dans le milieu actif, en exploitant l'effet Kerr optique dans la fibre elle-même. L'intérêt est double puisque (1) la puissance du laser deviendrait indépendante de l'actionneur, contrairement au cas de la PLL utilisant la diode de pompe, et (2) l'effet Kerr électronique est un effet purement électronique du troisième ordre et est donc instantané aux échelles de temps du laser. On pourrait ainsi optimiser la bande passante de boucle d'un asservissement utilisant une diode laser non résonnante comme actionneur.

Nous essayons d'évaluer la sensibilité de l'effet Kerr, soit la pente en Hz/W . Tout d'abord, on sait que l'indice de réfraction n dépend de l'intensité I . Dans un modèle scalaire, on peut écrire : $n = n_0 + n_2 I$, où n_0 est l'indice linéaire et n_2 est l'indice non linéaire du milieu (en m^2/W). Dans un modèle vectoriel, si on suppose deux ondes

dans les directions x et y par exemple, d'intensités respectives I_x et I_y , alors on peut montrer que $n_x = n_0 + n_2(I_x + 2I_y)$ et $n_y = n_0 + n_2(I_y + 2I_x)$ [Agrawal13]. Il est intéressant de noter que l'effet est double sur la polarisation croisée. Puis, si on éclaire le milieu avec un faisceau « pompe » suivant x , alors les indices vus par une sonde petit signal seront $n_x = n_0 + n_2 I_x$ et $n_y = n_0 + 2n_2 I_x$. La sonde voit donc un milieu biréfringent, avec :

$$\Delta n = n_y - n_x = n_2 I_x. \quad (\text{I.20})$$

Dans le cas du laser fibre, on a vu que la fréquence de battement était donnée par l'Éq. 3. On en déduit donc :

$$\Delta \nu = \frac{\nu}{n} n_2 I_x. \quad (\text{I.21})$$

L'intensité est $I_x = \frac{P_x}{A}$ où A est l'aire effective du mode dans le cœur de la fibre et P_x la puissance du faisceau « pompe ». On a alors :

$$\frac{\Delta \nu}{P_x} = \frac{\nu}{n} \frac{n_2}{A}. \quad (\text{I.22})$$

On considère ici $\nu = 195$ THz et $n = 1,46$. On choisit $n_2 = 5 \times 10^{-16}$ cm²/W, valeur typique pour la silice. Enfin, on estime la surface effective $A \approx 25$ μm² (correspondant à un diamètre de mode de 5,5 μm). On en déduit le rapport $\Delta \nu / P_x \approx 0,3$ kHz/mW. C'est une valeur approximative, et nous verrons que cette sensibilité dépend de la polarisation de la pompe [Liang14b]. Nous décrivons dans la suite une expérience permettant de mettre en évidence cet effet.

3.1 Caractérisation de l'effet Kerr dans la fibre

Nous avons mis en place le montage représenté sur la Fig. I.24. Il reprend le banc de caractérisations présenté sur la Fig. I.1 auquel on a ajouté la diode « de contrôle ». Il s'agit d'une diode laser émettant à 1064 nm, longueur d'onde non absorbée par le milieu actif. Elle est sur fibre SMF et émet au maximum 500 mW de puissance. Nous plaçons également un contrôleur de polarisation à sa suite. Les faisceaux issus des diodes de « pompe » et « contrôle » sont ensuite injectés dans le DFFL via une succession de deux coupleurs WDM. Le premier est un coupleur à bande étroite qui superpose les longueurs d'ondes 976 nm et 1064 nm. Le second WDM est à bande large 980 nm / 1550 nm. L'ESA en sortie de photodiode nous permet d'observer le battement du laser à fibre bifréquence et d'évaluer son accordabilité en fonction de la puissance

et de la polarisation de la diode à 1064 nm.

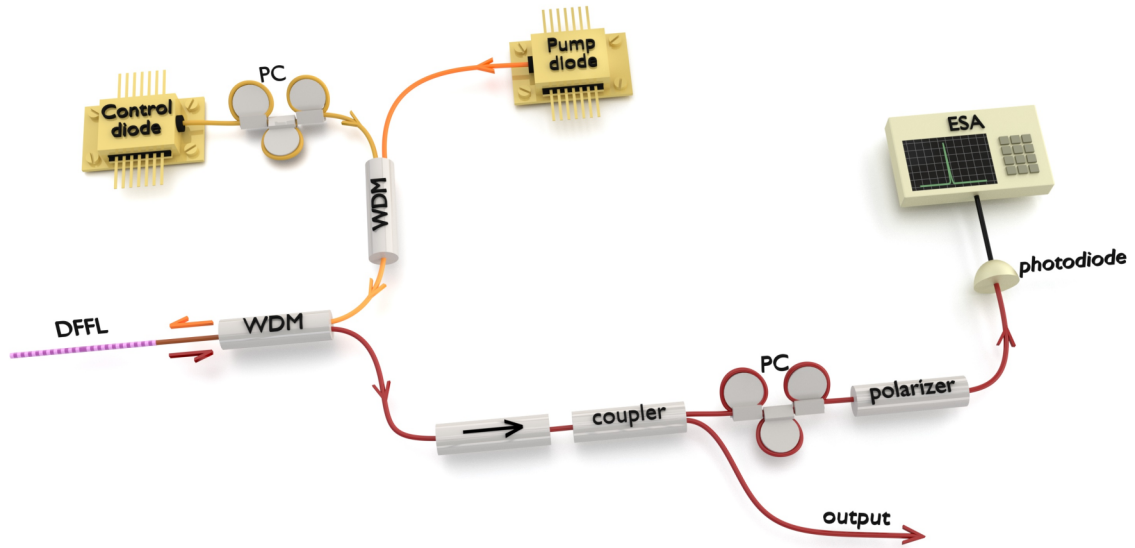


Figure I.24 – Banc de caractérisations. DFFL : laser à fibre bifréquence; WDM : coupleur pompe-signal; PC : contrôleur de polarisation; ESA : analyseur de spectre électrique.

L'étude porte ici sur le laser *DFB-1G-bis* qui est un laser bifréquence présentant un battement autour de 1 GHz. Il a été photoinscrit sur le même modèle que le laser *DFB-1G*. Il s'agit donc d'un laser DFB photoinscrit sur un tronçon de fibre de 35 mm, dopé aux ions Er^{3+} et de diamètre $80 \mu\text{m}$. La fibre active est soudée à de la fibre SMF. La longueur totale du laser est $L_B = 33 \text{ mm}$. Il présente un saut de phase de π à 19 mm du début du réseau, fixant la valeur des coefficients de transmissions des miroirs à -72 dB et à -54 dB . Sa longueur effective est $L_{\text{eff}} = 2,1 \text{ mm}$, sa longueur d'onde centrale est $\lambda_B = 1547 \text{ nm}$ et son coefficient de couplage moyen est $\kappa = 482 \text{ m}^{-1}$. Comme on le voit sur le spectre électrique de la Fig. I.25 (a), le laser possède un battement autour de 1 GHz avec des oscillations de relaxations de l'ordre de 200 kHz. On observe une accordabilité du battement avec la puissance de pompe de l'ordre de $-5,5 \text{ kHz/mA}$ soit -16 kHz/mW (Fig. I.25 (b)). Contrairement au laser *DFB-1G*, on observe aussi une variation monotone de la fréquence de battement en fonction de la température et qui est de l'ordre de $0,46 \text{ MHz/}^\circ\text{C}$ (Fig. I.25 (c)). Enfin, dans l'environnement de laboratoire et sans contrôle de température, on note une dérive de battement de l'ordre de $0,7 \text{ MHz/h}$.

En plus de la diode de pompe, nous utilisons maintenant la diode dite « de contrôle » pour observer son impact sur la fréquence de battement du laser *DFB-1G-bis*. Comme le montre la Fig. I.26, à une puissance de pompe fixe, on observe bien une variation de la fréquence de battement en fonction de la puissance de la diode.

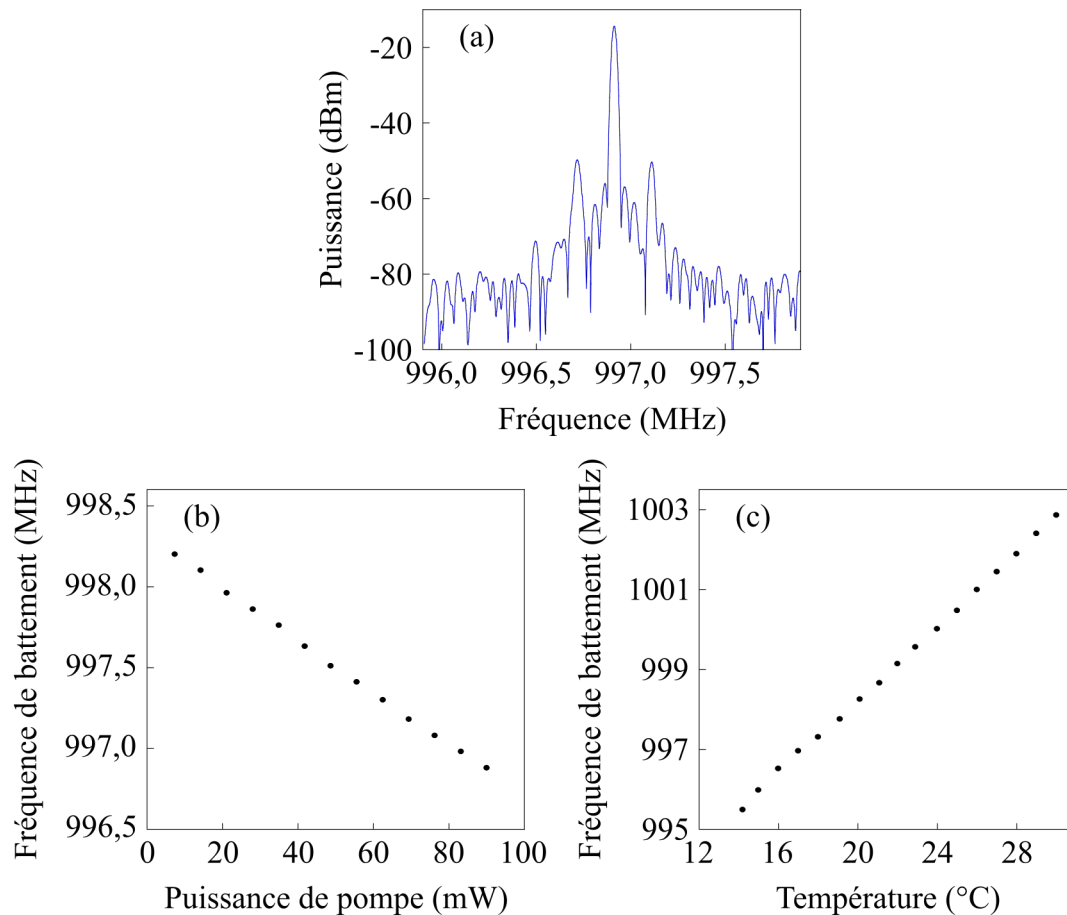


Figure I.25 – (a) Spectre électrique du laser *DFB-1G-bis* enregistré à température ambiante et à $P_{\text{pompe}} = 56$ mW. Span : 2 MHz, RBW : 20 kHz. (b) Variation du battement avec la puissance de pompe enregistrée à $T = 19$ °C. Pente de -16 kHz/mW. (c) Variation du battement avec la température à $i = 200$ mA ($P_{\text{pompe}} = 56$ mW). Pente de $0,46$ MHz/°C.

Cette réponse est monotone, ce qui est encourageant pour une stabilisation par PLL. On constate également sur cette figure que la polarisation de la diode a un impact non négligeable sur l'accordabilité. En effet, nous pouvons modifier la polarisation de la diode à l'aide du contrôleur de polarisation placé à sa suite. On observe une sensibilité en kHz/mW différente selon l'orientation du PC. Les variations observées sont comprises entre $0,2$ kHz/mW et $1,5$ kHz/mW. Avoir la plus grande accordabilité étant le plus intéressant ici pour la stabilisation, nous orientons le contrôleur de polarisation dans ce sens. L'objectif est d'exploiter cette méthode de contrôle de fréquence pour utiliser la diode à 1064 nm comme actuateur dans une PLL. Cependant, bien que ces premières caractéristiques du laser *DFB-1G-bis* aient été encourageantes pour la stabilisation, l'asservissement s'avère compromis quels que soient les réglages de la carte d'asservissement. Afin de comprendre pourquoi, nous voulons observer la réponse du battement en fonction de la fréquence de modulation de la diode « de

contrôle ». Les pentes de cette fonction de transfert nous permettront de comprendre s'il y a un ou plusieurs effets en compétition.

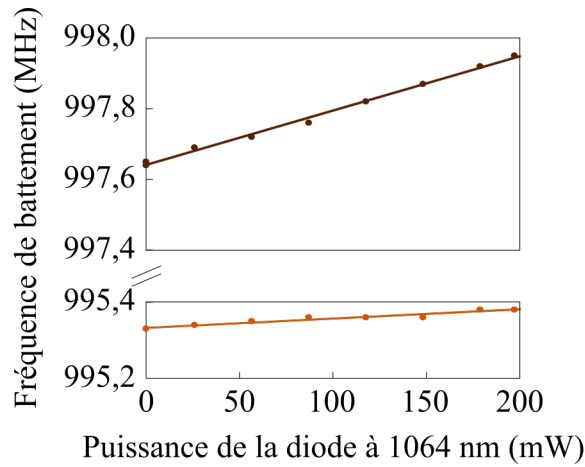


Figure I.26 – Variation de la fréquence de battement du laser *DFB-1G-bis* en fonction de la puissance de sortie de la diode à 1064 nm pour deux orientations de la polarisation de cette dernière. Pentas de 1,5 kHz/mW (courbe marron) et 0,2 kHz/mW (courbe orange).

3.2 Évaluation de la réponse du battement selon la fréquence de modulation

Pour cette mesure, nous fixons la puissance de pompe à $P_{\text{pompe}} = 92$ mW et nous ajustons le contrôleur de polarisation pour maximiser l'accordabilité du battement en fonction de la puissance de la diode à 1064 nm. Il n'y a pas de maintien de température du laser *DFB-1G-bis*.

Pour caractériser l'effet Kerr induit par une onde non résonante sur le battement d'un laser DFB bifréquence, considérons $P(t)$ la puissance de l'onde modulée à Ω :

$$P(t) = P_0 + \delta P \sin(\Omega t) \quad (\text{I.23})$$

où P_0 représente la puissance continue, δP l'amplitude de modulation et Ω la pulsation de modulation. P_0 induit un changement de la fréquence centrale du battement $\frac{\omega}{2\pi}$. C'est un terme continu que nous ne garderons pas dans la suite des calculs par soucis de simplicité. $\delta P \sin(\Omega t)$ induit un changement de la fréquence de battement de $\delta\omega$ qu'on écrit sous la forme

$$\delta\omega(t) = \alpha\delta P \sin(\Omega t) \quad (\text{I.24})$$

où α représente le facteur qui nous intéresse pour caractériser la réponse à la modulation de l'onde. Il s'exprime en $\text{rad.s}^{-1}/\text{mW}$.

Pour les basses fréquences de modulation, c'est-à-dire de l'ordre de 10^{-2} - 10^0 Hz, on mesure la largeur totale de la plage d'excursion du battement Δf_b à l'aide d'un ESA. On en déduit pour chaque fréquence de modulation, à partir de l'amplitude de l'Éq. I.24, le coefficient $\alpha = \frac{2\pi\Delta f_b}{2\delta P}$ en $\text{rad.s}^{-1}/\text{mW}$ où la valeur δP est constante pour ces mesures. Les relevés de Δf_b sont considérés comme fiables tant que la fréquence de balayage de la fenêtre de l'ESA est au moins dix fois plus rapide que la fréquence de modulation f_m . Par conséquent, cette mesure de α n'est valable que jusqu'à 7 Hz au vue des limites de notre ESA.

Pour des fréquences de modulation plus élevées, de l'ordre de 10^4 - 10^5 Hz, on relève à l'ESA la puissance du battement P_ω et celle des bandes latérales $P_{\omega\pm\Omega}$, c'est-à-dire situées à $f_b\pm f_m$. Soit S le signal de battement d'intérêt. On pose :

$$S = S_0 \sin(\omega t + \delta\omega(t)) \quad (\text{I.25})$$

D'après l'Éq. I.24, on obtient :

$$\begin{aligned} S &= S_0(\sin(\omega t) \cos(\delta\omega(t)) + \cos(\omega t) \sin(\delta\omega(t))) \\ &= S_0(\sin(\omega t)A(t) + \cos(\omega t)B(t)). \end{aligned} \quad (\text{I.26})$$

On pose $A(t) = \cos(\delta\omega(t))$ et $B(t) = \sin(\delta\omega(t))$. On peut réécrire $A(t)$ et $B(t)$ en utilisant les fonctions de Bessel J_n . On a :

$$\begin{aligned} A(t) &= \cos(\delta\omega(t)) = \cos(\alpha\delta P \sin(\Omega t)) \\ &= J_0(\alpha\delta P) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\alpha\delta P) \cos(2n\Omega t) \\ &= J_0(\alpha\delta P) + 2J_2(\alpha\delta P) \cos(2\Omega t) + \dots \end{aligned} \quad (\text{I.27})$$

et

$$\begin{aligned} B(t) &= \sin(\delta\omega(t)) = \sin(\alpha\delta P \sin(\Omega t)) \\ &= 2 \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(\alpha\delta P) \sin((2n+1)\Omega t) \\ &= 2J_1(\alpha\delta P) \sin(\Omega t) + 2J_3(\alpha\delta P) \sin(3\Omega t) + \dots \end{aligned} \quad (\text{I.28})$$

On se limite ici à l'ordre 1 car on s'intéresse aux bandes latérales de part et d'autre de

la porteuse à Ω . Ce qui donne :

$$A(t) = J_0(\alpha\delta P) \quad (\text{I.29})$$

et

$$B(t) = 2J_1(\alpha\delta P) \sin(\Omega t). \quad (\text{I.30})$$

En remplaçant les Éq. I.29 et Éq. I.30 dans l'Éq. I.26, on obtient :

$$\begin{aligned} S(t) &= S_0(\sin(\omega t)J_0(\alpha\delta P) + \cos(\omega t)2J_1(\alpha\delta P) \sin(\Omega t)) \\ &= S_0(\sin(\omega t)J_0(\alpha\delta P) + J_1(\alpha\delta P)[\sin(\Omega t + \omega t) + \sin(\Omega t - \omega t)]) \\ &= S_0(\sin(\omega t)J_0(\alpha\delta P) + \sin((\omega + \Omega)t)J_1(\alpha\delta P) - \sin((\omega - \Omega)t)J_1(\alpha\delta P)). \end{aligned} \quad (\text{I.31})$$

En d'autres termes, les raies latérales à $\pm\Omega$ sont pondérées par $J_1(\alpha\delta P)$, et la porteuse est pondérée par $J_0(\alpha\delta P)$.

Si δP , l'amplitude de modulation de la puissance optique, ne change pas avec la fréquence de modulation, la mesure de la puissance de la raie latérale, ou du rapport $\frac{P_e(\Omega)}{P_e(0)} = \frac{J_1^2(\alpha\delta P)}{J_0^2(\alpha\delta P)}$, donne directement accès à α en $\text{rad.s}^{-1}/\text{mW}$. $P_e(\Omega)$ représente la puissance électrique d'une raie latérale et $P_e(0)$ celle du battement.

Dans le cas où $\delta P \ll 1$, on peut faire un développement limité de J_1 . On a alors $J_1(\alpha\delta P) = \frac{\alpha\delta P}{2}$ et $J_0(\alpha\delta P) = 1$. On en déduit le rapport :

$$\frac{P_e(\Omega)}{P_e(0)} = \frac{(\alpha\delta P)^2}{4}. \quad (\text{I.32})$$

L'Éq. I.32 est valide dans le cas où $\alpha\delta P \ll 1$. Les relevés de puissance ont été effectués pour des fréquences de modulation comprises entre 20 kHz et 200 kHz. Pour des fréquences plus élevées, on est limité par les oscillations de relaxations du laser situées autour de 200 kHz. Pour des fréquences plus faibles, on est limité par une oscillation rapide de la fréquence de battement de l'ordre de 5 kHz en 0,1 seconde. Pour palier à cette dérive, on stabilise le laser *DFB-1G-bis* par la méthode par PLL utilisant la puissance de pompe comme actuateur. Contrairement à la partie 2.2 où l'on souhaitait un asservissement robuste avec une large bande passante, ici on ajuste le filtre PID pour réduire au maximum la bande passante. En effet, il faut que la fréquence de modulation du laser soit inférieure à cette bande passante afin que la modulation ne représente pas une composante trop importante dans le signal de correction de la PLL.

Dans ces conditions, on arrive à relever les puissances du battement et des bandes latérales jusqu'à 5 kHz. En-deçà, la puissance des bandes latérales situées à $\pm 2f_m$ devient non négligeable ce qui nécessite d'adapter l'expression de α , mais surtout on est limité par la bande passante de la PLL.

3.3 Résultats

Finalement, la Fig. I.27 représente le coefficient α obtenu avec les différentes méthodes qu'on vient d'expliquer selon la fréquence de modulation. Malgré ces diverses techniques, nous n'avons pas pu évaluer le facteur α dans l'intervalle de fréquence $[10^1 - 10^3 \text{ Hz}]$. Si l'on se concentre sur les basses fréquences, la fonction de transfert a l'allure d'un filtre passe-bas avec une fréquence de coupure autour de 100 mHz. La pente est inférieure à un ordre 1 avec $-0,64 \text{ rad/mW}$. Pour les fréquences plus élevées, on obtient une pente plus importante ($-0,93 \text{ rad/mW}$ pour la courbe rouge et $-1,0 \text{ rad/mW}$ pour la courbe noire). Avec cette différence de pentes entre les basses et les hautes fréquences, on peut affirmer qu'il existe d'autres fréquences de coupure. Cela signifie que l'accordabilité de la fréquence de battement observée avec la diode à 1064 nm n'est pas uniquement dû à un effet Kerr électronique [Liang14b], mais qu'il y a au moins un autre effet en compétition, empêchant une stabilisation par PLL. La très faible bande passante pourrait laisser penser qu'on a affaire à un effet photo-réfractif.

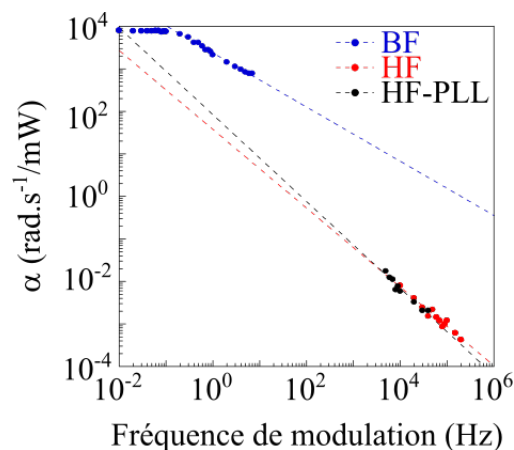


Figure I.27 – Réponse du laser *DFB-1G-bis* en fonction de la fréquence de modulation de la diode de contrôle à $P_{\text{pompe}} = 92 \text{ mW}$. Les différentes couleurs correspondent aux différentes techniques de mesures adaptées à la fréquence de modulation : en bleu, en basse fréquence; en rouge, en haute fréquence; en noir, en haute fréquence avec le battement stabilisé.

4 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons exploré une première méthode de stabilisation du battement d'un laser à fibre bifréquence. La boucle à verrouillage de phase a d'abord été mise en place avec la diode de pompe comme actuateur. En adaptant des filtres de boucle tenant compte des gains VCO des lasers, cette méthode s'est avérée efficace que ce soit en considérant un battement à 300 MHz, 1 GHz ou encore 10 GHz. En effet, en plus de la forte réduction de la largeur spectrale, les battements peuvent rester verrouillés pendant plusieurs heures dans les conditions de laboratoire. Nous nous sommes par la suite intéressés à la stabilisation par boucle à verrouillage de phase en utilisant une diode non résonante comme actuateur. Bien que l'impact de cette diode annexe sur la fréquence de battement ait été observé et mesuré, la pluralité des effets entrant en jeu empêche la stabilisation du battement par cette méthode. Pour conclure, la méthode de PLL avec la pompe comme actuateur reste une méthode facile à mettre en place et robuste mais s'accompagne de fluctuations de puissance. Nous explorons dans le chapitre suivant une seconde méthode de stabilisation, s'affranchissant de ces variations thermiques. En effet, nous adaptons au laser à fibre bifréquence, la méthode de stabilisation tout optique par boucle à décalage de fréquence.

CHAPITRE II

STABILISATION PAR RÉINJECTION OPTIQUE DÉCALÉE EN FRÉQUENCE

Nous abordons dans ce chapitre une seconde méthode de stabilisation du battement de lasers à fibre bifréquences. La réinjection optique décalée en fréquence (FSF pour Frequency-Shifted Feedback) est une méthode tout optique qui a déjà montré de bons résultats de stabilisation sur des lasers bifréquences bipolarisations. Elle a été démontré expérimentalement au CIMAP¹ sur un laser solide Er:Yb pompé par diode [Kervevan07] ainsi qu’au sein du laboratoire sur un laser Nd:YAG [Thévenin11]. Dans une première partie, nous l’appliquons ici à nos lasers fibrés en utilisant une référence externe. Un des objectifs est de stabiliser efficacement le battement indépendamment de la pompe et de comparer les résultats avec la méthode par boucle à verrouillage de phase présentée au cours du Chapitre I. Nous nous intéressons ensuite particulièrement à la dynamique du système en reprenant le modèle d’équations couplées champs-population (« rate-equations ») développé au laboratoire [Romanelli14; Thorette16]. Dans la seconde partie du chapitre, nous reprenons le principe de la boucle hybride combinant le verrouillage du battement par FSF avec une boucle à retard opto-électronique [Vallet16; Thorette18a]. En s’affranchissant ainsi de l’oscillateur local, nous mettons en place un oscillateur opto-électronique (OEO pour Opto-Electronic Oscillator) robuste et entièrement fibré.

1 Stabilisation par FSF sur référence externe

1. Centre de recherche sur les Ions, les MATériaux et la Photonique

1.1 Étude expérimentale

Le principe du verrouillage de phase du battement de lasers bifréquences bipolarisation sur une référence externe par FSF est représenté schématiquement sur la Fig. II.1. Une des deux fréquences optiques du laser est isolée pour subir un décalage en fréquence puis une rotation de polarisation avant d'être réinjectée dans le laser. Cette technique a été démontré sur des lasers à état solide pompés par diode [Kervevan07; Thévenin11], ainsi que sur des lasers semi-conducteurs [Thorette19]. Dans le cas des architectures précédentes, le décalage de fréquence était réalisé par un modulateur acousto-optique (AOM). Le faisceau était renvoyé sur lui-même après avoir traversé deux fois une lame quart d'onde orientée à 45° des directions de polarisations des champs sortants. Cependant, afin de monter en fréquence dans la gamme de la dizaine de GHz, l'AOM a ensuite été remplacé par un modulateur électro-optique (EOM) [Romanelli14]. En particulier, deux formats de modulation ont été réalisés : une modulation BLU (bande latérale unique) au moyen d'un « frequency-shifter » et une modulation d'amplitude au moyen d'un modulateur Mach-Zehnder. Ici au cours de cette thèse, nous avons réalisé une boucle FSF sur un système entièrement fibré en conservant l'utilisation de l'EOM, plus adapté que les AOMs en terme d'accordabilité en plus de la haute fréquence.

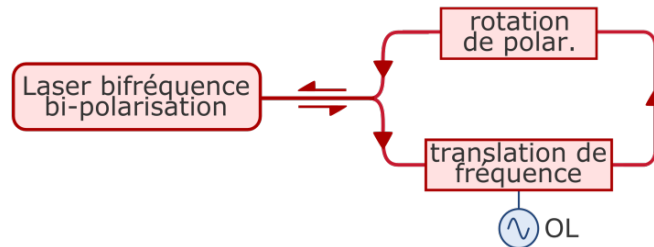


Figure II.1 – Principe de stabilisation du battement sur un oscillateur local (OL) de référence. L'onde de fréquence ν_x ou ν_y est réinjectée dans le laser après décalage de fréquence et rotation du plan de polarisation.

1.1.1 Montage

Le montage expérimental est représenté sur la Fig. II.2. On utilise le laser DFB bifréquence bipolarisation nommé *DFB-1G* qui est décrit dans le Chapitre I. Pompé à 976 nm, il émet une fréquence de battement f_b entre deux états de polarisation orthogonaux E_x et E_y , dont les fréquences associées sont notées respectivement ν_x et ν_y (point A dans la Fig. II.2). Le battement du *DFB-1G* est de l'ordre de $f_b = \nu_x - \nu_y = 1$ GHz, avec $\nu_x > \nu_y$. Pour rappel, la puissance totale émise en sortie contra-propageante de ce laser DFB est d'environ $100 \mu\text{W}$ quand on pompe avec une

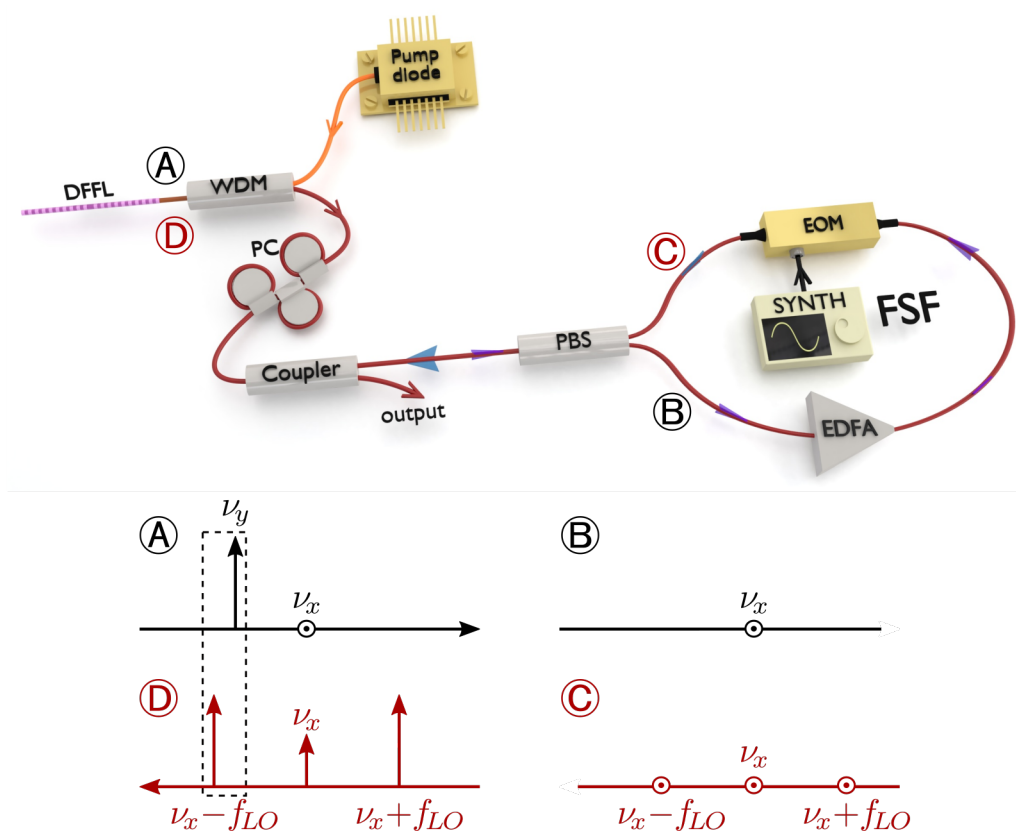


Figure II.2 – Montage FSF. DFFL : laser à fibre bifréquence; WDM : coupleur pompe-signal; PC : contrôleur de polarisation; PBS : séparateur de polarisation; EDFA : amplificateur fibré dopé Erbium; EOM : modulateur électro-optique.

puissance de 100 mW. Ici, la boucle FSF est basée sur un séparateur de polarisation (PBS) à fibre PM dont les deux sorties sont refermées sur elles-mêmes, réalisant ainsi naturellement une rotation des polarisations des ondes circulant dans la boucle, à la condition que tous les éléments de la boucle soient PM. Celle-ci contient un modulateur électro-optique PM (EOM), ainsi qu'un isolateur optique et un amplificateur fibré dopé erbium (EDFA) PM. Le contrôleur de polarisation (PC) placé entre le laser et la boucle permet de sélectionner un des états de polarisation, disons $E_x(\nu_x)$, avec un taux d'extinction de 40 dB (point B sur la Fig. II.2) comme on peut le voir sur le spectre optique de la Fig. II.3 (a). Cette fréquence peut ensuite être amplifiée par l'EDFA avec un gain maximum de 17 dB. L'amplificateur est facultatif mais permet de maîtriser la puissance réinjectée. Puis, l'onde de polarisation x entre dans le modulateur EOM, qui est piloté par un synthétiseur à la fréquence f_{LO} agissant comme un oscillateur local (LO). Il permet de produire deux bandes latérales aux fréquences $\nu_x \pm f_{LO}$. En ajustant la tension de biais du modulateur EOM, on minimise la porteuse ν_x typiquement d'un rapport 40 dB (voir Fig. II.3 (b)), pour ainsi réduire la réinjection d'un mode sur lui-même (point C dans la Fig. II.2). En sortie de PBS, la polarisation du champ réinjecté se

retrouve parallèle à celle de E_y . Ainsi, pour un désaccord $\Delta\nu = f_{LO} - (\nu_x - \nu_y) = f_{LO} - f_b$ petit, le champ réinjecté contient une bande latérale résonante avec ν_y . Le couplage intracavité permet alors l'accrochage de phase entre les ondes de fréquences ν_y et $\nu_x - f_{LO}$ (comparer les points A et D dans la Fig. II.2). Il en résulte un transfert de stabilité entre le synthétiseur f_{LO} et le battement du laser f_b . L'ensemble de cette boucle FSF fibrée mesure environ 10 m, EDFA compris.

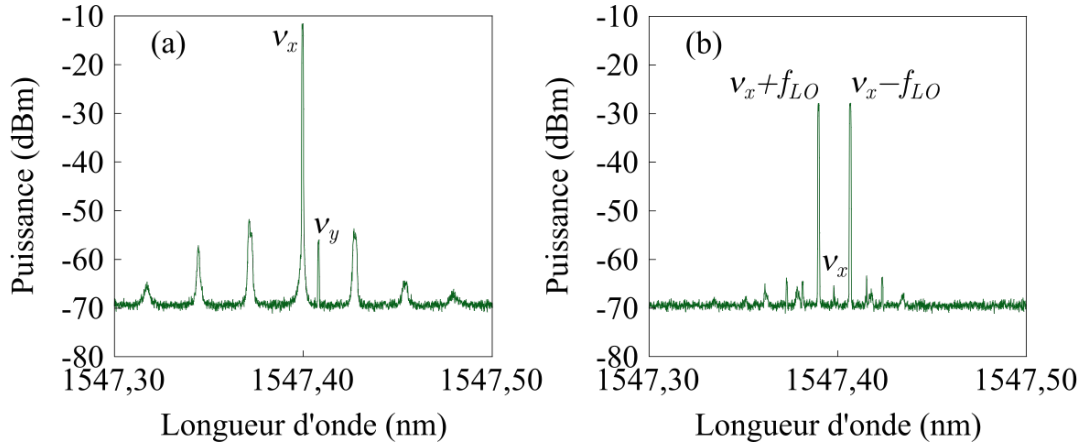


Figure II.3 – Spectres optiques haute résolution dans le cas où la fréquence ν_x est isolée dans la boucle FSF. Résolution : 0,80 pm. (a) En sortie de PBS. (b) En sortie du modulateur EOM.

Pour caractériser la dynamique de ce système, plusieurs paramètres sont particulièrement importants [Siegman86; Erneux10]. On note tout d'abord, le désaccord Δ , correspondant à l'écart en fréquence entre f_{LO} et f_b , normalisé à la fréquence des oscillations de relaxations f_R . Ensuite, il y a Γ , le taux de réinjection normalisé au produit $\tau_{RT}2\pi f_R$, où τ_{RT} représente le temps d'un aller-retour dans la cavité laser. Le taux de réinjection expérimental s'exprime sous la forme $\Gamma_{exp} = \sqrt{P_{inj}/P_{x,y}}$, où $P_{x,y}$ représente la puissance intra-cavité émise par l'état de polarisation sélectionnée dans la boucle FSF, soit E_x ou E_y . Quant à P_{inj} , il s'agit de la puissance réinjectée dans le laser après avoir traversé la boucle FSF. Enfin, le dernier paramètre est le taux de pompage η , qui est le rapport entre la puissance de pompe et la puissance de pompe au seuil du laser.

Enfin, comme on peut le voir sur la Fig. II.2, nous avons placé un coupleur 90/10 entre le contrôleur de polarisation et le PBS pour avoir une sortie optique (côté 10 %) afin par exemple d'observer l'effet de la stabilisation sur le spectre électrique du battement. Mais l'avantage d'utiliser un laser à fibre, c'est qu'il est possible d'utiliser les deux sorties de la fibre. C'est pourquoi dans nos premiers essais, nous avons placé la boucle FSF du côté de la sortie co-propageante du laser. La longueur optique totale de la boucle est alors d'environ 12 m, et la puissance de sortie du laser vers la boucle

de contre-réaction est égale à $44 \mu W$ au maximum. Dans ces conditions, nous avons réussi à stabiliser le battement du laser *DFB-1G* sur une référence externe et à obtenir une plage d'accrochage inférieure à 130 kHz (voir l'Annexe B). Cependant, dans l'objectif d'optimiser la bande passante du système, le choix a été fait de placer la boucle FSF en sortie contra-propageante pour profiter de la plus grande puissance du laser. Nous ne développerons dans la suite que les résultats issus de cette configuration.

1.1.2 Résultats expérimentaux à 1 GHz

Nous présentons ici les résultats expérimentaux obtenus avec le laser *DFB-1G*. Pour caractériser au mieux la méthode de stabilisation par FSF sur une référence externe de ce laser ayant un battement d'environ 1 GHz, nous allons évaluer différents facteurs comme la largeur de la plage d'accrochage, les différents régimes dynamiques, le bruit de phase, ou encore la stabilité long terme. Pour toutes ces mesures, nous nous attachons à chaque fois à bien conserver une séparation correcte des polarisations en entrée de la boucle de réinjection, de l'ordre de 40 dB comme sur la Fig. II.3. Une mauvaise séparation des polarisations entraîne des couplages supplémentaires, comme dans [Thorette19]. On s'assure aussi ainsi d'avoir des résultats reproductibles et de fiabiliser nos observations.

Spectre électrique du battement stabilisé. En utilisant le montage décrit dans la section précédente et pour un désaccord Δ suffisamment faible, nous observons une stabilisation du battement avec ou sans EDFA dans la boucle. La Fig. II.4 montre le spectre électrique du battement stabilisé, enregistré pour un taux de pompage $\eta = 4,1$ et un gain de l'EDFA de 11,5 dB. On observe une réduction à 1 Hz de la largeur de raie, correspondant à la limite de résolution (RBW) de l'ESA utilisé.

Spectrogrammes. Afin d'évaluer la plage d'accrochage et d'observer les différents régimes possibles dus à la réinjection, nous enregistrons des spectrogrammes. Pour les Fig. II.5 (a) et Fig. II.5 (d), le champ E_x est injecté dans la boucle FSF à des taux de pompage η différents, mais avec le même gain de l'EDFA $G = 12$, soit un taux de réinjection $\Gamma_{\text{exp}} = 2,2 \times 10^{-4}$. Tout d'abord, le spectrogramme de la Fig. II.5 (a) est enregistré avec $\eta = 1,3$. Pour ce taux de pompage, on relève $f_R = 100$ kHz, et l'on peut en déduire $\Gamma = 20$ selon la formule qui sera explicitée au cours de la sous-section 1.2.1 de ce chapitre. On effectue un balayage de la fréquence du synthétiseur autour de la fréquence de battement libre $f_b \simeq 1,015$ GHz, sur une fenêtre de 7 MHz par pas de 7 kHz. Chaque spectre électrique est alors représenté par une ligne où les puissances spectrales sont codées en fausses couleurs. En particulier, on observe sur la figure deux

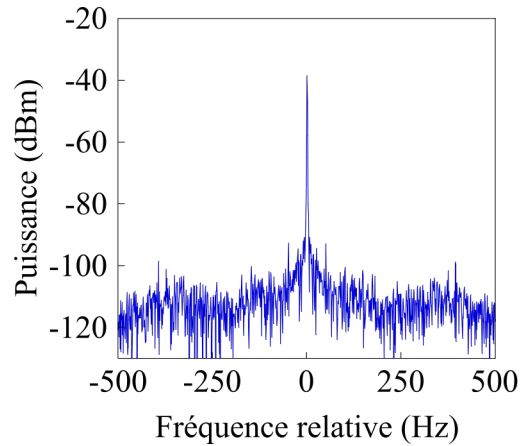


Figure II.4 – Spectre électrique du laser *DFB-1G* stabilisé. Fréquence centrale : 1,0 GHz, Span : 10 kHz, RBW : 1 Hz.

lignes jaunes plus intenses qui correspondent au battement du laser (ligne centrale) et à la fréquence balayée du synthétiseur (ligne oblique), respectivement. Lorsque la fréquence de l'oscillateur local f_{LO} est suffisamment proche de celle du battement libre f_b , le laser est verrouillé. Les Fig. II.5 (b) et Fig. II.5 (c) représentent deux spectres électriques extraits du spectrogramme de la Fig. II.5 (a) avant et pendant l'accrochage. La case blanche en pointillé délimite la plage d'accrochage. Sa largeur est d'environ 2 MHz pour les deux spectrogrammes de la Fig. II.5.

À travers l'enregistrement de ces spectrogrammes, nous observons une augmentation de la plage d'accrochage en fonction du taux de réinjection. La Fig. II.6 représente la zones d'accrochage en bleu dans le plan (Δ, Γ) . Ainsi, que ce soit pour un taux de pompage $\eta = 1,3$ ou $\eta = 4,1$, on obtient au maximum une plage d'accrochage d'environ 4 MHz, correspondant à $G = 17$ dB. On constate également une symétrie de la zone d'accrochage par rapport au désaccord normalisé Δ .

On observe également un régime d'instabilité dans la zone d'accrochage lorsque l'on se place approximativement à un taux de pompage supérieur à 3. On peut donc observer cette zone sur la Fig. II.5 (d), enregistrée à $\eta = 4,1$. On relève $f_R = 170$ kHz, d'où le taux de réinjection normalisé $\Gamma = 11,8$. La zone d'instabilité apparaît uniquement pour des valeurs positives de Δ . Comme le montre le spectre électrique de la Fig. II.5 (e), qui est extrait de ce spectrogramme, ce régime dynamique se traduit par un peigne dont les fréquences sont distantes de la fréquence de relaxation des oscillations. Le signal temporel de ce régime est enregistré à l'oscilloscope et est représenté sur la Fig. II.7. On observe un régime auto-pulsé avec un taux de répétition de 200 kHz des impulsions de $2 \mu s$ de long. La période des impulsions augmente avec le désaccord. La Fig. II.6 (b) enregistrée à $\eta = 4,1$, montre la zone d'accrochage en bleu, et la zone d'instabilité en rouge. Comme pour $\eta = 1,3$, la plage d'accrochage augmente

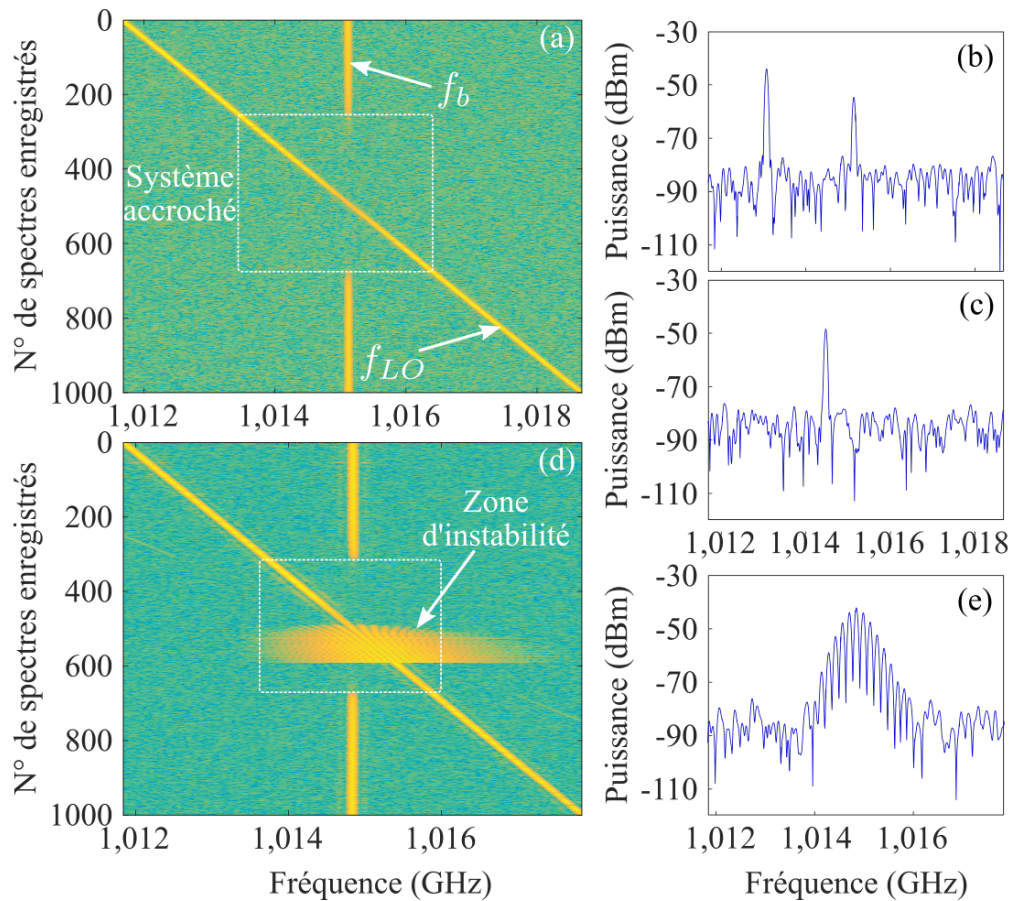


Figure II.5 – Analyse spectrale du battement RF. $\Gamma_{\text{exp}} = 2,2 \times 10^{-4}$ ($G = 12$ dB). RBW 50 kHz. (a)-(c) $\eta = 1,3$ ($\Gamma = 20$). Span 7 MHz. (a) Spectrogramme, dont sont extraits les spectres électriques correspondant (b) au régime non verrouillé et (c) au système verrouillé. (d) et (e) $\eta = 4,1$ ($\Gamma = 12$). Span 6 MHz. (d) Spectrogramme montrant la zone d'instabilité à l'intérieur du système verrouillé. (e) Spectre électrique extrait du régime d'instabilité de (d).

avec le taux de réinjection pour atteindre au maximum environ 4 MHz. On constate aussi que la plage d'instabilité augmente avec le taux de réinjection.

Jusqu'à présent, on a considéré qu'on injectait la fréquence ν_x dans la boucle FSF. En ajustant le contrôleur de polarisation, on décide maintenant d'injecter la fréquence ν_y . Dans ce cas, le verrouillage du laser se fait entre la fréquence ν_x et la fréquence réinjectée $\nu_y + f_{LO}$. Bien qu'on observe une zone de stabilisation de largeur comparable, on constate que la région d'instabilité existe pour un désaccord, cette fois-ci, négatif, comme le met en exergue la Fig. II.8. Elle représente deux spectrogrammes enregistrés avec le même taux de pompage $\eta = 4,1$ et le même gain de l'EDFA $G = 13,6$ dB mais avec soit ν_x , soit ν_y , injectée dans la boucle FSF. L'apparente inversion de la zone d'instabilité s'explique en considérant les fréquences optiques. Dans la première situation, correspondant à la Fig. II.8 (a), l'instabilité est obtenue quand $\Delta > 0$, soit

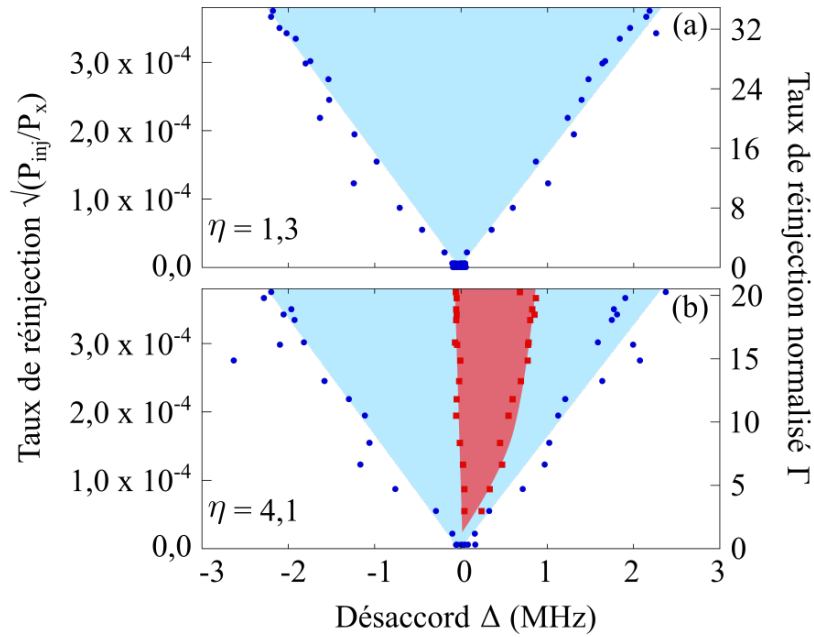


Figure II.6 – Cartes de stabilité expérimentales dans le plan (Γ, Δ) à différents taux de pompage. (a) $\eta = 1,3$, (b) $\eta = 4,1$. Les points correspondent aux valeurs expérimentales. Les zones colorés délimitent les différents régimes de stabilité. Blanc, non verrouillé; bleu, verrouillé; rouge, instabilité. L'échelle de Γ varie d'une carte à l'autre puisque la normalisation dépend de la fréquence f_R , elle-même dépendante du taux de pompage.

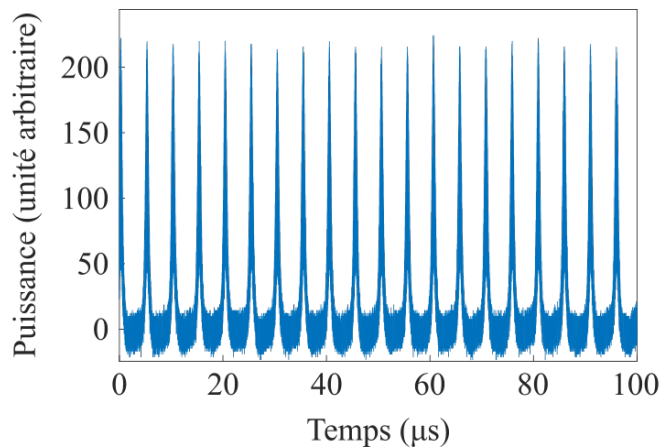


Figure II.7 – Signal temporel du régime d'instabilité. $\eta = 11,2$ et $\Gamma = 5$.

lorsque $\nu_x - f_{LO} < \nu_y$. Dans le second cas (voir la Fig. II.8 (b)), l'instabilité apparaît pour $\Delta < 0$, i.e $\nu_y + f_{LO} < \nu_x$. Cela signifie que dans les deux cas, la zone d'instabilité apparaît lorsque la fréquence optique « maître » réinjectée est inférieure à la fréquence optique « esclave ». On constate aussi que cette zone d'instabilité apparaît quel que soit le sens de balayage du synthétiseur autour du battement, avec cependant une légère hystérésis. En effet, elle est plus étroite lorsque Δ diminue dans la première situation

(soit lorsque $\nu_x - f_{LO}$ est réinjecté sur ν_y , voir la Fig. II.8 (a)) et lorsque Δ augmente dans la seconde situation (soit lorsque $\nu_y + f_{LO}$ est réinjecté sur ν_x , voir la Fig. II.8 (b)).

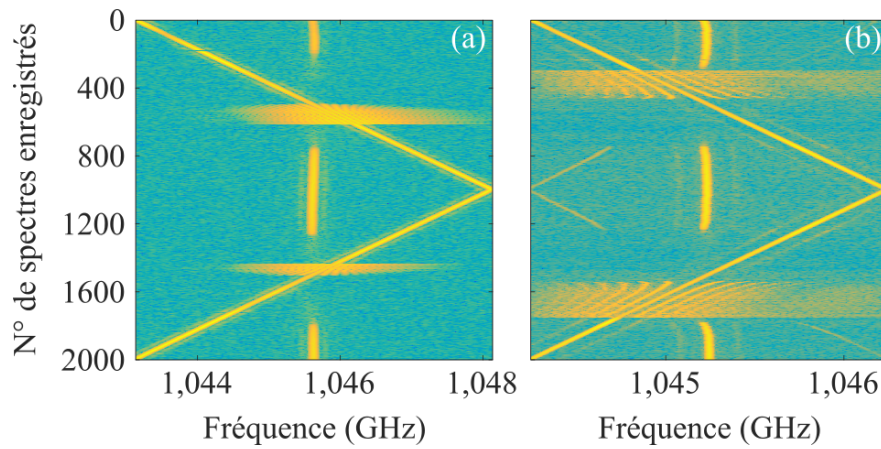


Figure II.8 – Spectrogrammes enregistrés avec $\eta = 4,1$ et $G = 13,6$ dB. (a) E_x réinjecté avec $\Gamma_{\text{exp}} = 2,6 \times 10^{-4}$ ($\Gamma = 13,9$). Span 5 MHz. Le régime d’instabilité est observé lorsque $\Delta > 0$. (b) E_y réinjecté avec $\Gamma_{\text{exp}} = 1,9 \times 10^{-4}$ ($\Gamma = 10,9$). Span 2 MHz. Le régime d’instabilité est observé lorsque $\Delta < 0$.

Bruit de phase. Lorsque le battement laser est stabilisé, nous mesurons le bruit de phase dans la fenêtre spectrale [10 Hz - 10 MHz]. Un premier spectre de bruit de phase est reproduit sur la Fig. II.9 (a). On y trouve le bruit du battement verrouillé, dans les deux situations avec et sans EDFA dans la boucle FSF, ainsi que le bruit de phase du synthétiseur. Il est notable que le taux de réinjection plus fort (avec l’EDFA) provoque une réduction du bruit de phase. Par exemple, avec un gain $G = 17$, le bruit de phase est réduit à -104 dBc/Hz à 1 kHz de la porteuse, presque au niveau de bruit du synthétiseur. Aux plus basses fréquences, le bruit est limité par le synthétiseur. Le second spectre, soit la Fig. II.9 (b), représente le bruit de phase du battement pour deux régimes dynamiques différents. Il s’agit du verrouillage de phase (courbe verte) et du régime d’instabilités (courbe bleue). On peut voir qu’en basses fréquences, les deux courbes se superposent presque. Cela pourrait être la signature d’un régime de phase bornée en limite de zone d’instabilités [Thorette16]. Dans cette zone, le spectre de bruit de phase est sensible aux oscillations de relaxations et aux harmoniques, mais le bruit est fortement réduit à -80 dBc/Hz à 1 kHz de la porteuse. Les deux courbes verte et bleue sont à mettre en vis à vis avec la courbe en pointillé, qui représente le bruit de phase du battement libre du laser *DFB-IG* (voir Chapitre I). Lorsque le battement est stabilisé, même dans la zone d’instabilités, on observe une réduction du bruit de phase de près de 40 dB à 1 kHz de la porteuse.

Enfin, la Fig. II.10 montre le bruit de phase du battement du *DFB-IG* stabilisé selon

la méthode par PLL, développé dans le Chapitre I, et par FSF. On observe un bruit de phase bien plus faible par FSF, avec un écart d'environ 30 dB selon les méthodes de stabilisation à 1 kHz de la porteuse.

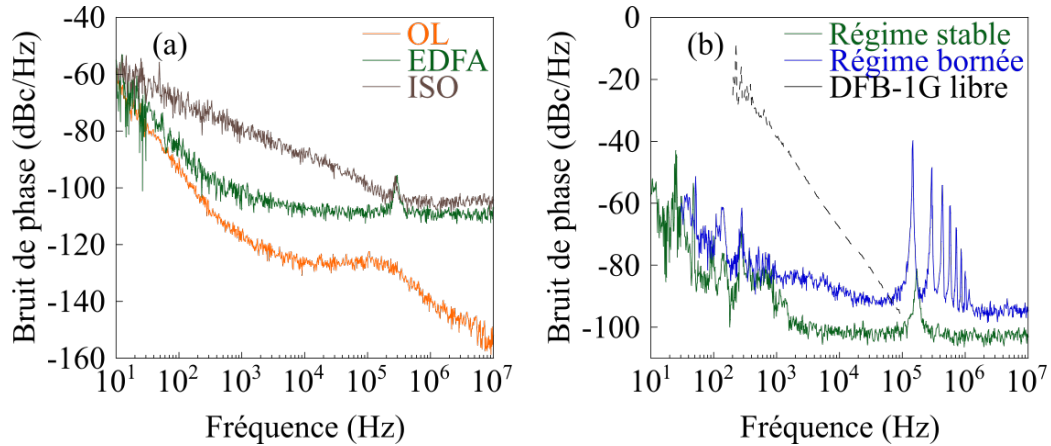


Figure II.9 – Bruit de phase du battement du laser *DFB-1G*. (a) Enregistré avec la présence d'EDFA dans la boucle, $G = 17$ dB (courbe verte), en substituant l'EDFA par un isolateur PM (courbe marron). La courbe orange représente le bruit de phase de l'oscillateur local. (b) Enregistré en régime verrouillé (courbe verte), en régime d'instabilité (courbe bleue), et en fonctionnement libre (courbe pointillée).

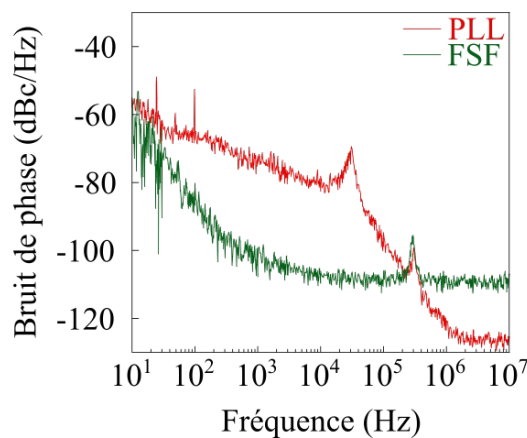


Figure II.10 – Bruit de phase du battement du *DFB-1G* stabilisé par (a) PLL ou (b) FSF.

Stabilité. Lorsque le battement est stabilisé, il peut rester verrouillé plusieurs jours dans les conditions de laboratoire, grâce à son importante plage d'accrochage de plus de 4 MHz qui compense les fluctuations thermiques usuelles. La Fig. II.11 montre l'évolution de la fréquence et de l'amplitude du battement stabilisé. Les variations de fréquence sont un artefact dû à la méthode d'acquisition, entraînant un compromis entre une large fenêtre d'enregistrement (Span : 10 MHz) et la résolution de l'ESA (RBW : 100 kHz).

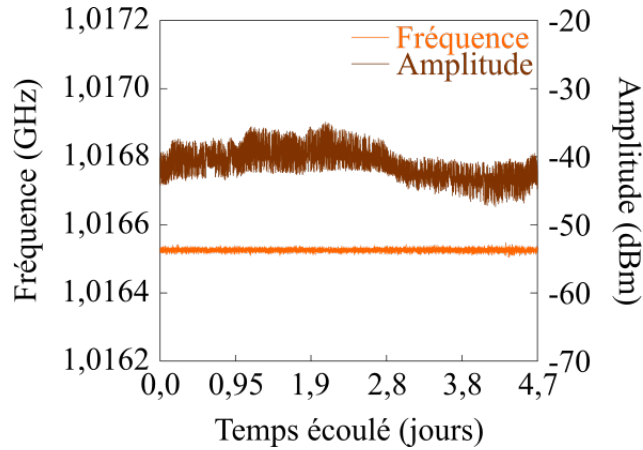


Figure II.11 – Évolution de la fréquence de battement (en orange) et de son amplitude (en marron) en fonction du temps. $P_{\text{pompe}} = 19 \text{ mW}$, $G = 12 \text{ dB}$.

1.2 Étude théorique

Afin d'asseoir ces résultats expérimentaux sur un modèle théorique, nous avons repris le modèle des équations-bilan couplées ayant fait leurs preuves sur le laser Nd:YAG [Thévenin11; Thorette16]. Bien que l'erbium ne soit pas un laser à 4 niveaux comme le laser Nd:YAG, dans [Erneux10] il est démontré que les équations couplées pour un laser à 3 niveaux sont formellement identiques à celles pour le 4 niveaux, à condition de redéfinir les constantes. Nous pouvons donc bien adapter ici le modèle théorique aux paramètres du laser à fibre dopé erbium *DFB-1G*.

1.2.1 Modèle d'équations couplées

Le modèle d'équations couplées est le suivant :

$$\frac{de_x}{ds} = (1 + i\alpha) \frac{m_x + \beta m_y}{1 + \beta} \frac{e_x}{2}, \quad (\text{II.1a})$$

$$\frac{de_y}{ds} = (1 + i\alpha) \frac{m_y + \beta m_x}{1 + \beta} \frac{e_y}{2} + i\Delta e_y + \Gamma e_x(t - \tau), \quad (\text{II.1b})$$

$$\frac{dm_{x,y}}{ds} = 1 - (|e_{x,y}|^2 + \beta|e_{y,x}|^2) - \epsilon m_{x,y} [1 + (\eta - 1)(|e_{x,y}|^2 + \beta|e_{y,x}|^2)]. \quad (\text{II.1c})$$

$e_{x,y}$ représentent les amplitudes normalisées des champs complexes et $m_{x,y}$ les inversions de populations normalisées. Le temps réduit est $s = 2\pi f_R t$ et dépend de la fréquence des oscillations de relaxations f_R . Cette dernière s'écrit sous la forme

$f_R = \frac{1}{2\pi} \sqrt{(\eta - 1) \frac{1}{\tau_{\text{cav}} \tau_{\text{inv}}}}$ qui fait intervenir le taux de pompage du système η ainsi que les temps caractéristiques de l'inversion de population τ_{inv} et de la cavité τ_{cav} . Le paramètre α est le coefficient de couplage phase-amplitude (ou facteur de Henry). β est la constante de couplage entre les états de polarisation (paramètre de saturation croisée) et le paramètre ϵ s'exprime sous la forme $\epsilon = \sqrt{\frac{\tau_{\text{cav}}}{(\eta - 1) \tau_{\text{inv}}}}$. Δ est le désaccord normalisé. Γ représente le taux de réinjection normalisé et peut être calculé à priori via son expression $\Gamma = \frac{T \sqrt{T_{\text{loop}} G}}{\tau_{\text{RT}} 2\pi f_R}$, où T étant la transmission en intensité du miroir de sortie de la cavité, T_{loop} et G respectivement la transmission globale de la boucle de réinjection et le gain en intensité de l'amplificateur de boucle, et τ_{RT} le temps d'un aller-retour dans la cavité laser. Enfin, le terme de réinjection dans l'équation II.1b fait également apparaître le retard τ lié au temps de propagation de l'onde optique dans la boucle de réinjection fibrée. Le champ e_x est injecté sur le champ e_y après avoir été retardé et décalé en fréquence.

Tous ces paramètres sont mesurés expérimentalement pour le laser *DFB-1G*, à l'exception de α . Tout d'abord, le temps caractéristique τ_{inv} est déterminé en mesurant la réponse transitoire du laser lors du processus de pompage. Pour cela, nous modulons la diode de pompe avec un signal carré, et on observe la réponse temporelle du laser à l'oscilloscope. La pente de l'enveloppe des oscillations étant en $\exp(-t/\tau_{\text{inv}})$, on déduit τ_{inv} de l'ordre de 75 μs . Cette valeur, qui est sensiblement inférieure à la durée de vie supposée du niveau excité de l'erbium (10 ms), est typique d'un laser à 3 niveaux, car l'échelle de temps qui caractérise la dynamique de l'inversion de population est déterminée par le processus de pompage plutôt que par la durée de vie intrinsèque [Lacot92; Erneux10]. Ensuite, on peut remonter à τ_{cav} par la mesure de la fréquence des oscillations de relaxation f_R , selon l'expression $\tau_{\text{cav}} = \frac{\eta - 1}{4\pi^2 f_R^2} \frac{1}{\tau_{\text{inv}}}$. Ainsi pour $\eta = 4,1$, on mesure $f_R = 170$ kHz, ce qui donne $\tau_{\text{cav}} = 36$ μs . De plus, la longueur effective du laser *DFB-1G* étant $L_{\text{eff}} = 2,6$ mm, on calcule $\tau_{\text{RT}} = \frac{2L_{\text{eff}}}{c} = 17$ ps, ce qui permet de déduire des pertes globales intra-cavité sur un aller-retour de $\frac{\tau_{\text{RT}}}{\tau_{\text{cav}}} = 4,8 \times 10^{-4}$ soit -33 dB. Ces pertes sont en accord avec la transmission du miroir estimée indépendamment par l'entreprise iXblue à -34 dB. Toujours pour $\eta = 4,1$, on calcule le coefficient $\epsilon = 1,2 \times 10^{-5}$, qui était de l'ordre de 10^{-2} pour les lasers solides [Thorette18b]. Un paramètre important dans le couplage des équations, et donc pour la dynamique, est le paramètre de saturation croisée β . Nous le mesurons indirectement expérimentalement en nous intéressant au bruit d'intensité du laser. Comme le montre le spectre électrique de la Fig. II.12 (a), nous observons les fréquences de relaxation antiphase f_A et principale f_R du laser en très basse fréquence dont le rapport vaut $h = \frac{f_A}{f_R}$. En relevant ces deux fréquences en fonction du courant de pompe (Fig. II.12 (b)), nous en déduisons le coefficient $\beta = \frac{1-h}{1+h}$ [Poustie95; Lacot96]. On obtient $\beta = 0,65$, en accord avec d'anciennes mesures sur les lasers erbium bulk [Brunel05]. Ensuite, le retard τ dépend directement de la

longueur de la boucle de réinjection et est normalisé au temps intrinsèque du laser $\frac{1}{2\pi f_R}$. Avec une boucle de 8 m et $f_R = 100$ kHz, on obtient un retard $\tau = 0,03$. Enfin, pour déterminer Γ nous mesurons le gain G de l'EDFA et nous évaluons les pertes introduites par chaque composants et soudures du système T_{loop} . Or, Γ donne aussi la demi-largeur normalisée à f_R de la plage d'accrochage. En considérant le gain maximal $G = 17$ dB avec $f_R = 170$ kHz, on obtient $\Gamma \simeq 20$, et cela nous mène donc à prévoir une plage d'accrochage de l'ordre de 3 MHz, en très bon accord avec la valeur effectivement mesurée (voir les spectrogrammes de la Fig. II.5, ce qui nous conforte quant à la pertinence de la modélisation adoptée.

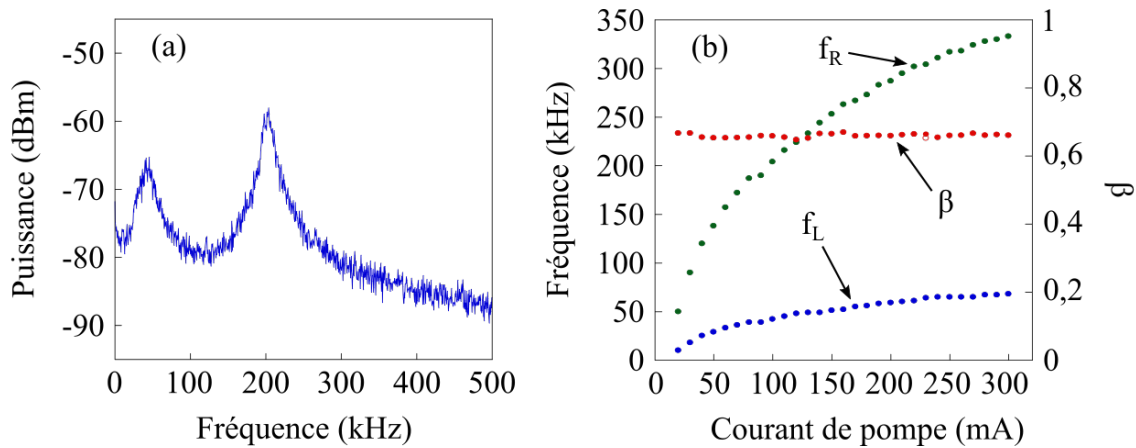


Figure II.12 – (a) Spectre électrique du laser *DFB-1G* en basse fréquence à $i_{pompe} = 100$ mA ($P_{pompe} = 45$ mW). (b) Évolution des fréquences des oscillations de relaxation f_R et du bruit d'antiphase f_L en fonction de la puissance de pompe. On visualise également l'évolution du paramètre β dépendant de f_R et f_L .

1.2.2 Résultats des simulations

Nous appliquons ici le modèle d'équations couplées avec les paramètres adaptés au laser *DFB-1G*. Les Fig. II.13 (a) et Fig. II.13 (b) représentent le spectre de puissance de l'intensité du battement $I_{x,y}$ comme une fonction du désaccord Δ . Étant donné que les équations II.1a à II.1c sont écrites pour des variations d'amplitudes lentes, l'interférence entre les champs x et y s'écrit comme dans [Thévenin12] :

$$\begin{aligned} I_{x,y} &= |e_x e^{i2\pi\nu_x s} + e_y e^{i2\pi(\nu_x - f_{LO})s}|^2 \\ &= |e_x + e_y e^{-i2\pi(f_b + \Delta)s}|^2, \end{aligned} \quad (II.2)$$

où toutes les fréquences sont normalisées par rapport à f_R . La valeur numérique du battement libre f_b a été décalée autour de 1,015 GHz pour la Fig. II.13 pour correspondre à la valeur expérimentale. On peut voir sur cette figure que le modèle

est capable de reproduire les différents régimes expérimentaux. Lorsque $|\Delta|$ devient plus petit que Γ , la fréquence de battement se verrouille sur f_{LO} . De plus, à des taux de pompage plus élevés, on retrouve une zone d'instabilité dans la plage d'accrochage, uniquement pour des désaccords positifs, comme expérimentalement. À l'intérieur de la zone d'instabilité, le régime d'auto-pulsation périodique observé est aussi prédit, comme le montre la Fig. II.13 (c). Ce régime auto-pulsé apparaît pour des désaccords modérés et uniquement positifs, et présente une hystérésis (voir Fig. II.13 (d)). Lorsque le désaccord s'accroît davantage, le verrouillage de phase avec l'oscillateur local est retrouvé.

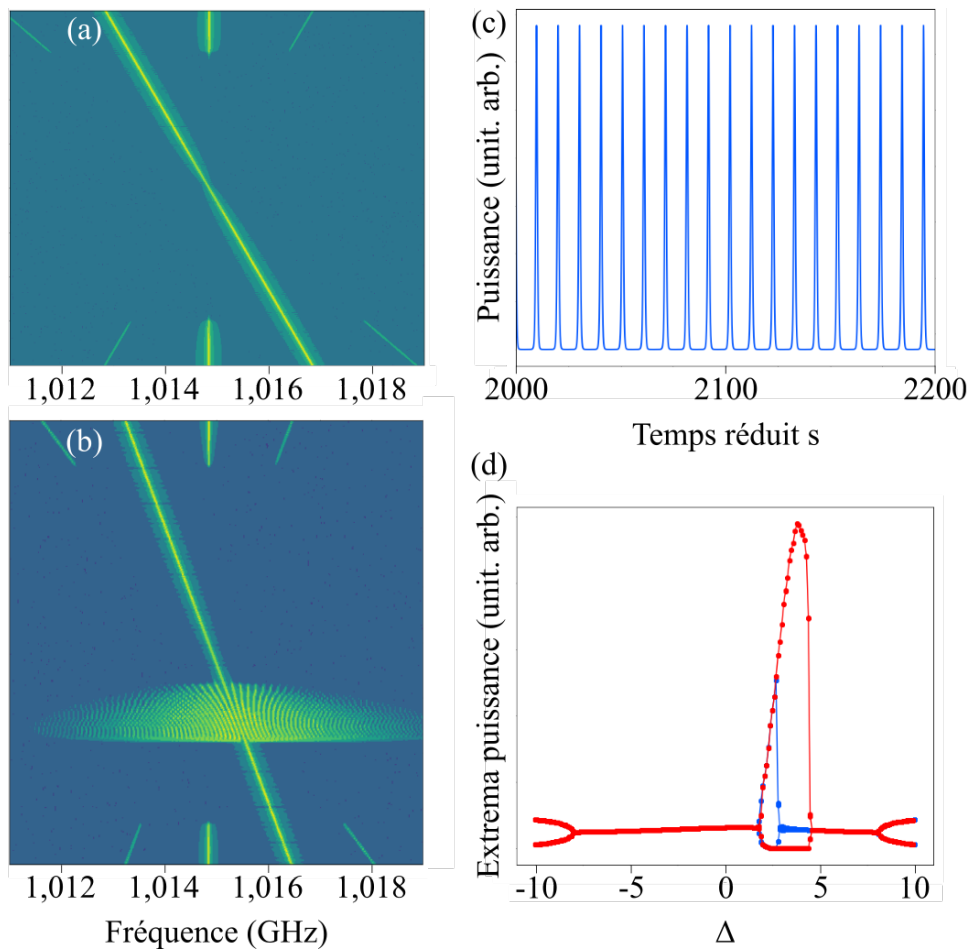


Figure II.13 – Spectrogrammes calculés à partir des Éqs. II.1 avec (a) $\eta = 1,3$, $\Gamma = 15$, $\tau = 0,029$, $\epsilon = 0,085$; et (b) $\eta = 4,1$, $\Gamma = 8$, $\tau = 0,047$, $\epsilon = 0,0133$. (c) Chronogramme dans la zone d'instabilité avec $\eta = 4,1$ et $\Delta = 3$. (d) Diagramme de bifurcation avec un balayage de Δ de la gauche vers la droite (courbe rouge), puis de la droite vers la gauche (courbe bleue), montrant une hystérésis comme expérimentalement (voir Fig. II.8). $\alpha = 1$ et $\beta = 0,65$ pour toutes les simulations.

Puis, pour mieux comprendre l'impact des paramètres du modèle sur les différents régimes dynamiques, nous avons calculé des cartes du comportement du système

dans le plan (Δ, Γ) (voir Fig. II.14). Pour obtenir ces cartes, nous calculons des séries temporelles en chaque valeur de Δ et Γ . Ensuite, après élimination des dynamiques transitoires, nous calculons l'écart entre les extrema de la différence de phase $\delta\phi(t) = \phi_y(t) - \phi_x(t)$, où $\phi_y(t)$ et $\phi_x(t)$ sont les arguments de e_y et e_x , respectivement. Si $\max(\delta\phi) - \min(\delta\phi) = 0$ alors le système est verrouillé en phase, correspondant aux régions sombres dans les cartes. Inversement si $\max(\delta\phi) - \min(\delta\phi) = 2\pi$ alors le système est déverrouillé, comme dans les régions jaunes. Les zones de phase bornée intermédiaires où $\max(\delta\phi) - \min(\delta\phi) < 2\pi$ apparaissent également. Les Fig. II.14 (a) et Fig. II.14 (b) sont calculées avec le même coefficient de phase-amplitude $\alpha = 1$. Sur la Fig. II.14 (a), qui est calculée avec $\eta = 1,3$, on peut voir que la zone d'instabilité disparaît pour des faibles taux de pompage. La Fig. II.14 (b) est calculée avec $\eta = 4,1$ et reproduit l'allure de la zone d'instabilité. On vérifie l'influence du paramètre α sur ces résultats. D'abord, la Fig. II.14 (c) calculée avec $\alpha = 0$ échoue à reproduire les résultats expérimentaux, puisque la zone d'instabilité disparaît. Ensuite, la Fig. II.14 (d) calculée avec $\alpha = 2$ montre une large zone d'instabilité comme expérimentalement mais la zone de phase bornée (en bleu) disparaît quasiment. Enfin, dans la Fig. II.14 (b) on remarque que, proche des frontières gauche de la zone d'instabilité, nous avons une région de phase bornée en accord avec le bruit de phase mesuré dans la Fig. II.9 (b). Ce comportement a déjà été observé sur d'autres lasers [Romanelli14]. Concernant l'apparent signe opposé du régime d'instabilité observé expérimentalement sur la Fig. II.8, on remarque que la forme des équations II.1a à II.1c reste la même, que l'on considère $v_x > v_y$ ou non. Cependant, si $v_x > v_y$ alors $v_{inj} = v_x - f_{LO}$, et on obtient le désaccord RF $\Delta = f_{LO} - f_b$. L'instabilité apparaît ainsi pour $\Delta > 0$, c'est-à-dire pour $f_{LO} > f_b$. Si au contraire, on a $v_x < v_y$, alors $v_{inj} = v_x + f_{LO}$, et Δ devient $\Delta = f_b - f_{LO}$. Donc dans ce dernier cas, l'instabilité apparaît pour $f_{LO} < f_b$. Ainsi, bien que parfois négligé dans les lasers solides, le coefficient de phase amplitude α ne peut pas être ici ignoré pour reproduire les résultats expérimentaux, surtout dans le comportement asymétrique en fonction du désaccord Δ . Il semble qu'avec une valeur $\alpha = 1$, on arrive à faire des simulations cohérentes avec les données expérimentales.

Enfin le retard τ , même pour une valeur faible, joue un rôle crucial dans l'existence de la zone d'instabilité. C'est ce que confirme la Fig. II.15, où l'on voit que l'instabilité commence à environ $\tau = 0,04$, soit une valeur finie et non nulle du retard. Cela permet de mettre aussi en lumière la dépendance avec le taux de pompage η . En effet, une plus faible valeur de η implique une plus lente dynamique intrinsèque du laser, de sorte que la boucle de réinjection apparaît plus courte et les instabilités disparaissent.

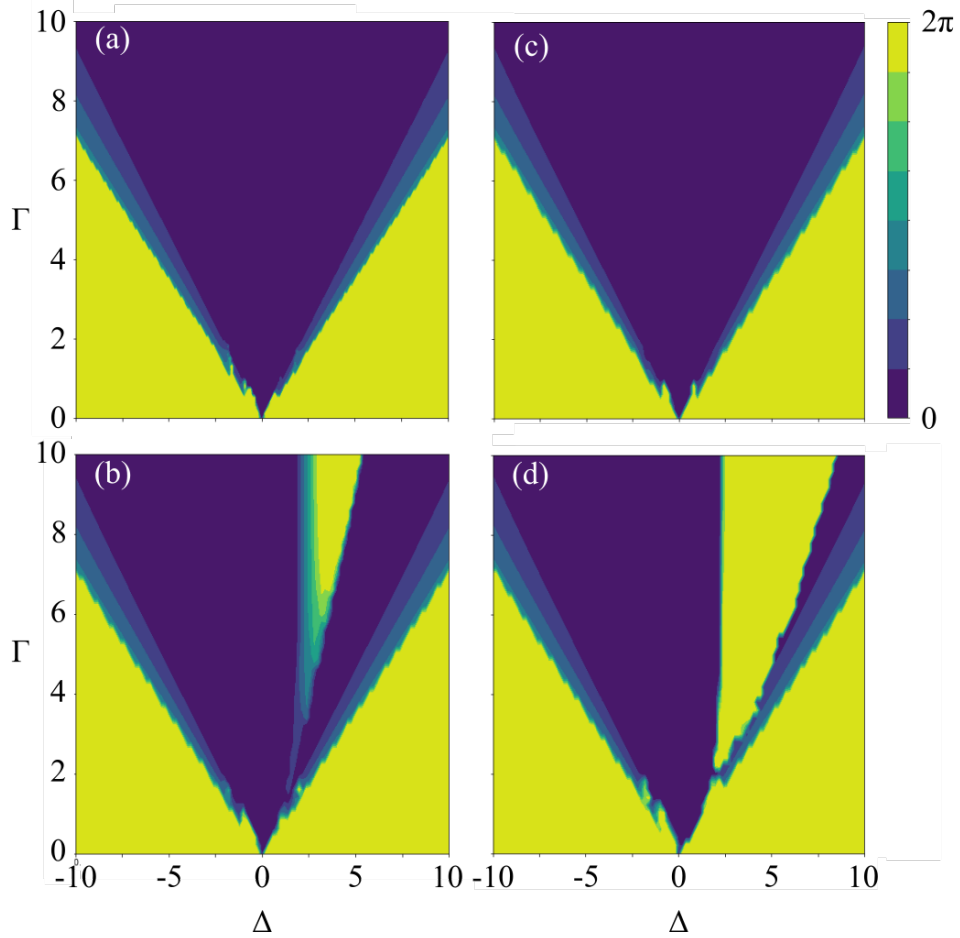


Figure II.14 – Simulation des cartes de stabilité dans la plan (Γ, Δ) à (a) $\eta = 1,3$ et $\alpha = 1$; (b) $\eta = 4,1$ et $\alpha = 1$; (c) $\eta = 4,1$ et $\alpha = 0$; et (d) $\eta = 4,1$ et $\alpha = 2$. Les autres paramètres sont identiques à ceux de la Fig. II.13.

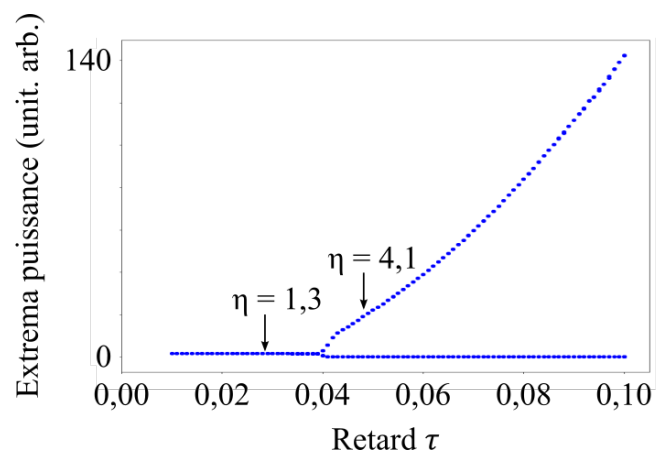


Figure II.15 – Diagramme de bifurcation de l’enveloppe du battement en fonction du retard τ . $\eta = 4,1$, $\Gamma = 8$, $\Delta = 3$.

1.3 Extension de la méthode

Jusqu'à présent, nous avons présenté les résultats de la stabilisation par FSF sur le laser *DFB-1G* avec un battement d'environ 1 GHz. C'est une méthode efficace et le modèle théorique développé est qualitativement en accord avec les observations expérimentales. Nous choisissons maintenant d'étendre cette méthode à un laser à fibre DBR ayant un battement à 3,5 GHz, désigné par la suite sous l'appellation *DBR-3,5G*. Nous présentons ici les résultats expérimentaux de la stabilisation du battement.

Présentation du *DBR-3,5G*. Le laser *DBR-3,5G* est un laser photo-inscrit de 22 mm dont les deux réseaux de Bragg qui le composent sont distants d'environ 3,7 mm. Initialement, ce laser fibre présente une fréquence de battement $f_b \simeq 150$ MHz en le pompant à 976 nm. Cette fréquence, plus faible que pour les DFB, est typique des lasers DBR dont la partie active n'est pas insolé. La biréfringence est donc de l'ordre de 10^{-6} , induisant un battement dans la centaine de MHz. Cependant, comme nous le verrons au cours du Chapitre III, ce laser codopé Er-Yb a subi une ablation partielle de sa gaine pour accroître sa biréfringence. Il présente désormais une fréquence de battement d'environ 3,5 GHz.

La caractéristique en puissance du laser est représentée sur la Fig. II.16 (a). Le courant seuil est de 50 mA soit environ 4 mW. Sa puissance maximale est d'environ 500 μ W, mais n'est pas représentative de la puissance des DBR Er-Yb fibrés. En effet, le laser dépassait 3 mW de puissance de sortie avant l'usage.

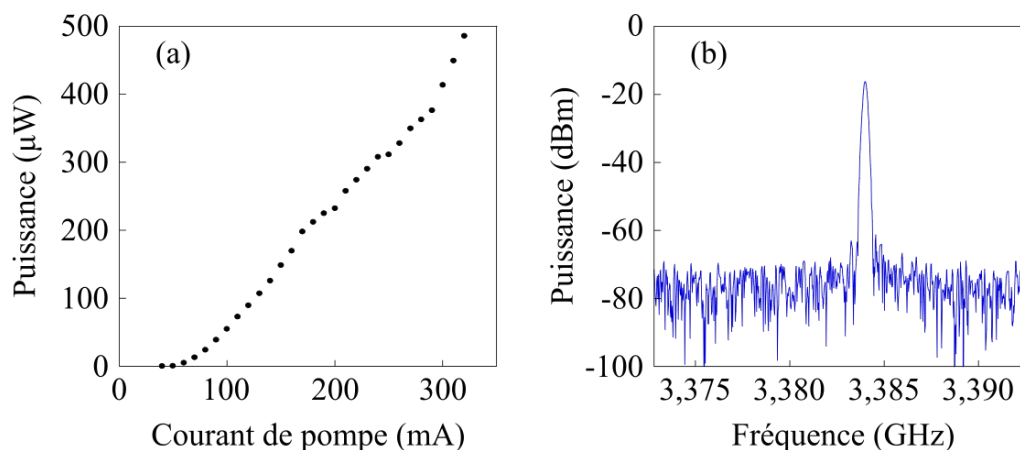


Figure II.16 – Laser *DBR-3,5G*. (a) Caractéristique en puissance. (b) Spectre électrique du battement enregistré à $P_{\text{pompe}} = 26$ mW. Span 2 MHz, RBW 200 kHz.

La Fig. II.16 (b) montre le spectre électrique du battement sans stabilisation sur une fenêtre de 2 MHz. La largeur à mi-hauteur est d'environ 3 kHz. On s'intéresse

également à l'évolution de la fréquence du battement en fonction du courant de pompe, et on mesure une pente de 1 MHz/mA.

Montage pour la stabilisation FSF. L'avantage de cette méthode de stabilisation du battement est qu'il n'y a pas de changement à apporter au montage. On utilise un modulateur EOM 10 GHz, et la bande passante de la photodiode est suffisante pour transmettre un signal RF à 3,5 GHz. Nous soudons donc simplement le laser *DBR-3,5G* à la place du *DFB-1G*. On ajuste également le contrôleur de polarisation pour n'injecter qu'une seule fréquence dans la boucle FSF.

Résultats. Pour un désaccord Δ suffisamment faible, nous observons la stabilisation du battement comme le montre la Fig. II.17. La largeur spectrale est réduite à 1 Hz, correspondant à la limite de résolution de l'ESA.

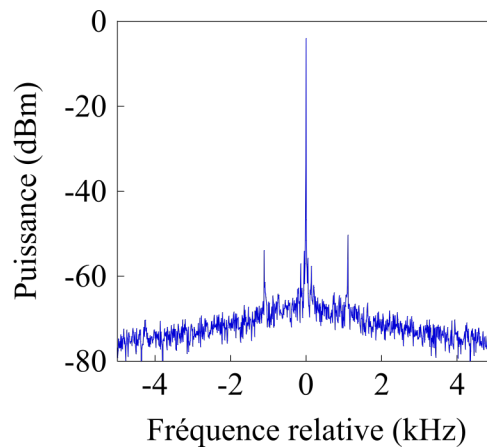


Figure II.17 – Spectre électrique du battement stabilisé. Fréquence centrale : 3,44 GHz, Span : 10 kHz, RBW : 1 Hz.

Nous enregistrons ensuite des spectrogrammes afin de mesurer la plage d'accrochage mais aussi pour caractériser les différents régimes dynamiques. La Fig. II.18 est un exemple de spectrogramme enregistré à $\eta = 6,5$ et avec un gain de l'amplificateur optique dans la boucle $G = 13,5$ dB. Comme pour le laser *DFB-1G*, on repère un régime d'instabilité dans la zone d'accrochage, mais dont la largeur varie selon le sens de balayage. Tout comme la plage d'accrochage, elle augmente avec le taux de réinjection Γ .

Enfin, on enregistre l'évolution de la fréquence et de l'amplitude du battement stabilisé en fonction du temps. On constate que le battement peut rester verrouillé dans les conditions de laboratoire pendant plus d'une heure.

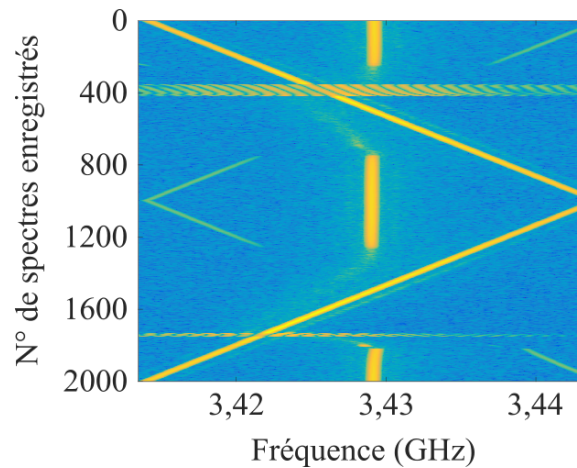


Figure II.18 – Spectrogrammes enregistrés avec $\eta = 6,5$ et $G = 13,5$ dB. Span 20 MHz.

1.4 Discussion

Nous avons démontré ici la stabilisation par PLL sur une référence externe sur deux lasers de structures et de fréquences de battement différentes : le *DFB-1G* et le *DBR-3,5G*. Expérimentalement, le montage est resté le même et nous avons observé une plage d'accrochage suffisamment importante permettant dans le cas du *DFB-1G* de rester verrouillés plusieurs heures dans l'environnement du laboratoire. Nous avons également observé un régime d'instabilité de phase bornée. De plus, le modèle théorique utilisé est capable de reproduire les aspects essentiels des observations expérimentales : existence d'une zone instable à l'intérieur de la plage d'accrochage, uniquement pour des désaccords positifs et pour des taux de pompage élevés. D'après les simulations, ce comportement ne peut s'expliquer que par un facteur d'Henry non nul, d'environ $\alpha = 1$, et en présence d'une réinjection retardée. Cette méthode est efficace et reproductible, mais comme pour la méthode de stabilisation par PLL (voir Chapitre I), elle repose sur l'utilisation d'une référence externe. Or, il devient plus complexe de travailler avec des oscillateurs électroniques de bonnes qualités au fûr et à mesure que l'on augmente la fréquence de battement, en raison notamment d'une sensibilité accrue aux bruits. C'est pourquoi dans la seconde partie de ce chapitre, nous cherchons à être indépendant du synthétiseur et à privilégier l'auto-référencement en s'appuyant sur le principe de la méthode FSF.

2 Oscillateur opto-électronique hybride

La première réalisation d'un oscillateur opto-électronique date de 1996 par Yao et Maleki [Yao96]. L'oscillateur se caractérise par l'utilisation d'une fibre optique comme

ligne à retard afin d'augmenter le facteur de qualité de la cavité résonnante. De manière générale, l'OEO se compose d'une source de lumière qui traverse un modulateur optique puis une ligne à retard, avant d'être convertit en signal électrique envoyé sur le modulateur et fermant ainsi la boucle de réinjection. Celle-ci génère des oscillations séparées par $1/\tau$ où τ est le temps nécessaire pour faire le tour de la cavité. Un filtre RF est ajouté pour sélectionner le mode de fonctionnement. L'avantage de l'OEO est la liberté de son architecture. On peut ainsi ajouter différents éléments optiques et électroniques pour optimiser les performances [Maleki12]. Pour répondre à la problématique de la stabilisation des lasers, une méthode originale a été proposée reprenant le principe de la boucle de réinjection de l'OEO. Elle consiste à combiner le verrouillage par FSF avec une boucle à retard opto-électronique. Cette méthode a initialement été proposée pour stabiliser le battement de lasers DFB monolithique [Vallet16; Thorette18a]. Nous l'adaptions ici aux lasers à fibre bifréquences, tout d'abord pour un battement proche de 1 GHz avec le *DFB-1G*, puis à une fréquence plus élevée avec le *DBR-3,5G*.

2.1 Méthode

Le principe général est de synchroniser le battement entre les deux fréquences propres du laser sur lui-même, c'est-à-dire sur la valeur du battement à un instant précédent. Pour cela, nous avons besoin d'une boucle à retard, d'une part, et d'une boucle de réinjection optique d'un des modes sur l'autre, d'autre part. Le montage expérimental de la boucle de réinjection optique hybride est représenté sur la Fig. II.19.

Le DFFL utilisé est le laser *DFB-1G*, caractérisé dans le Chapitre I. Il est pompé à 976 nm et émet à 1532 nm deux états de polarisation orthogonaux, dont les fréquences sont notées ν_x et ν_y , avec une puissance totale de sortie maximale d'environ 100 μW . Le coupleur permet de séparer la boucle de réinjection optique de la boucle de retard. Cette dernière contient une bobine de fibre SMF de longueur L qui entraîne un retard τ_{EO} . Le signal traverse ensuite un amplificateur EDFA, ainsi qu'un contrôleur de polarisation (PC2) et un polariseur avant d'être envoyé sur une photodiode. Le signal électrique de battement vient alors piloter un modulateur EOM à la fréquence $\Delta\nu(t - \tau_{\text{EO}})$, qui fait partie de la boucle de réinjection optique. La combinaison du contrôleur de polarisation (précédent le coupleur) et du PBS permet de sélectionner un des états de polarisation, par exemple ν_x , qui sera réinjecté dans le laser après un passage dans l'EOM. Celui-ci est piloté par le battement retardé, et produit deux bandes latérales aux fréquences $\nu_x \pm \Delta\nu(t - \tau_{\text{EO}})$. Le couplage intracavité peut alors conduire à un verrouillage de la fréquence ν_y sur la composante de la fréquence $\nu_x + \Delta\nu(t - \tau_{\text{EO}})$ du champ réinjecté. Lorsque la boucle est fermée, le battement est

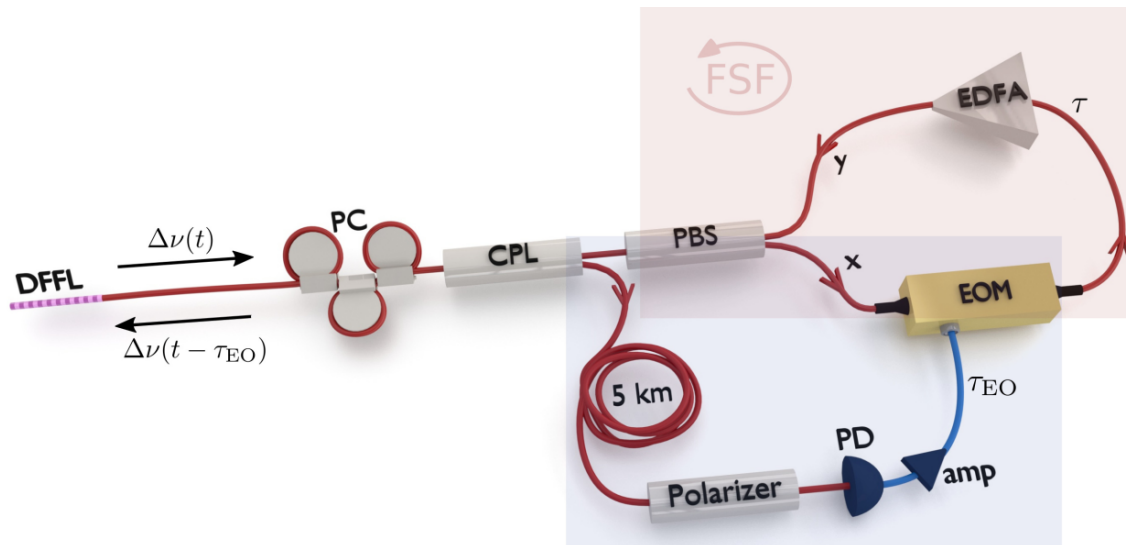


Figure II.19 – Montage OEO. DFFL : laser à fibre bifréquence; CPL : coupleur; PC : contrôleur de polarisation; PBS : séparateur de polarisation; EDFA : amplificateur fibré dopé Erbium; EOM : modulateur électro-optique; PD : photodiode; amp : amplificateur RF.

alors verrouillé sur sa propre valeur à un instant $t - \tau_{EO}$, ce qui conduit à une réduction du bruit de phase associé au battement, en particulier sur la bande $[0; 1/\tau_{EO}]$. Comme pour la stabilisation par FSF seule, l'amplificateur EDFA PM est optionnel et permet de contrôler la puissance réinjectée. La boucle de réinjection a une longueur optique totale de l'ordre de 10 m.

La dynamique de l'OEO est régie par trois temps caractéristiques : la période des oscillations de relaxation τ_r qui détermine la bande passante dynamique du laser; le retard optique τ induit par la boucle de réinjection optique qui détermine les fréquences de résonances des modes de cavité externe; et le retard opto-électronique τ_{EO} qui détermine la réduction du niveau de bruit sur le battement, comme dans les OEO classiques [Yao96]. Dans le cas du DFFL *DFB-1G*, nous mesurons $\tau_r \approx 5 \mu s$ en considérant la fréquence de relaxation à $f_R = 200$ kHz. Ensuite, nous avons $\tau = 50$ ns, qui est déduit de la longueur de la boucle FSF (10 m), ce qui correspond à une modulation à $1/\tau = 20$ MHz. Enfin, le temps caractéristique τ_{EO} dépend de la longueur de la boucle à retard et donc de la longueur de la bobine L inséré. Pour s'assurer que les oscillations de relaxation soient bien filtrées par la boucle opto-électronique, le retard τ_{EO} doit être supérieur à $5 \mu s$, imposant $L > 1$ km typiquement. Par ailleurs, l'intervalle spectral libre (ISL) de la boucle optique ($1/\tau$) sera beaucoup plus grand que la bande passante du laser ($1/\tau_r$). On peut alors s'attendre à un fonctionnement sans sauts de modes associés à la boucle de réinjection optique.

2.2 Résultats expérimentaux à 1 GHz

Les résultats de la boucle auto-référencée avec le laser *DFB-1G* sont présentés ici. Tout d'abord, nous testons différentes longueurs de bobine L dans la boucle à retard pour optimiser la stabilisation. Comme le montre la Fig. II.20, le spectre électrique du battement a une largeur de raie réduite à environ 300 Hz lorsque $L = 5$ km, alors qu'elle est de l'ordre de 3 kHz pour une longueur de boucle inférieure ou égal à 1 km, soit de même grandeur que pour le battement libre. C'est pourquoi, on choisit de conserver dans la suite $L = 5$ km, induisant un temps caractéristique $\tau_{EO} = 25 \mu s$ ($1/\tau_{EO} = 40$ kHz). De plus, comme $1/\tau = 20$ MHz, on vérifie sur le spectre de la Fig. II.21 (a) l'absence de résonances de part et d'autre du battement, ce qui traduit l'absence de saut de modes dans la cavité de réinjection.

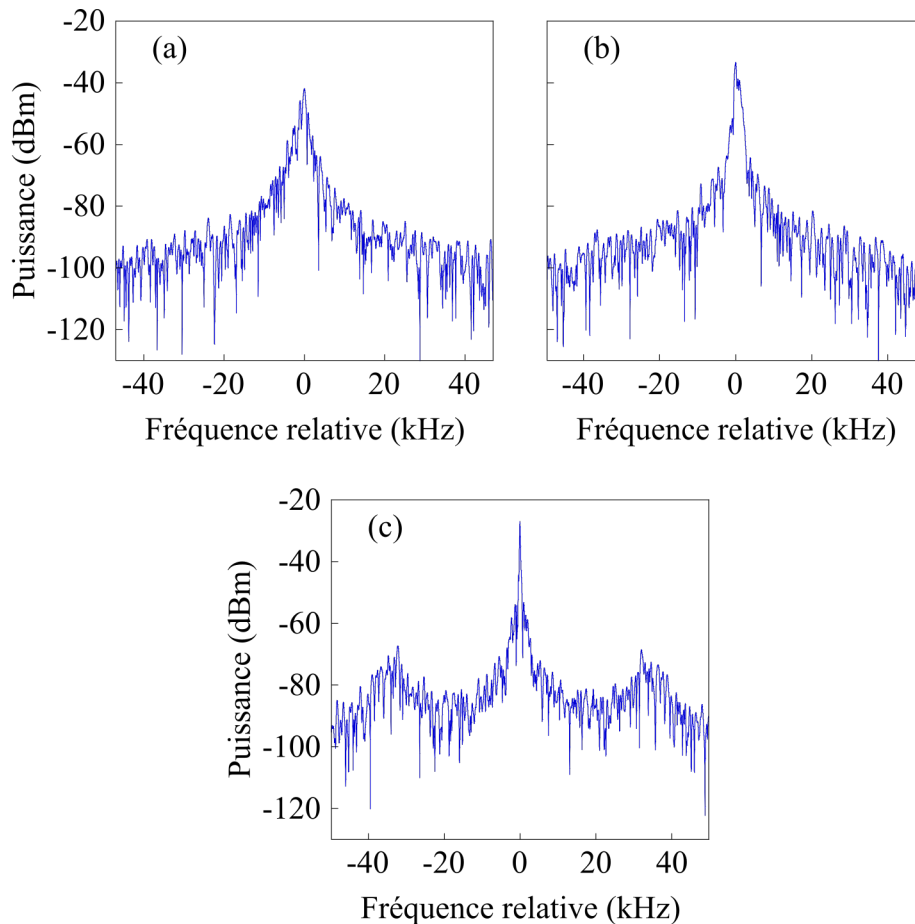


Figure II.20 – Spectre électrique pour (a) $L = 100$ m, (b) $L = 1$ km, (c) $L = 5$ km. Span 100 kHz, RBW 300 Hz, $P_{pompe} = 19$ mW.

Ensuite, la pureté spectrale du battement est qualifiée par le bruit de phase reporté sur la Fig. II.21 (b). Par rapport au bruit de phase associé au battement libre (en pointillé sur la figure), on observe une réduction de l'ordre de 20 dB sur la plage basse-

fréquence s'étendant jusqu'à $1/\tau_{EO}$. Sur la Fig. II.21 (c) est présentée l'évolution de la fréquence de battement à long terme. On peut observer quelques sauts de mode de $1/\tau_{EO} = 40$ kHz, puis des fluctuations et des dérives de l'ordre de quelques dizaines de kHz par heure. Ces dérives et sauts de modes sont dus à des fluctuations de longueur optique de la bobine de fibre, celle-ci n'étant isolée ni des perturbations mécaniques ou acoustiques, ni des variations de température. On remarque que l'on conserve l'excellente stabilité de la puissance de sortie des lasers fibres étudiés, même en présence de sauts de mode.

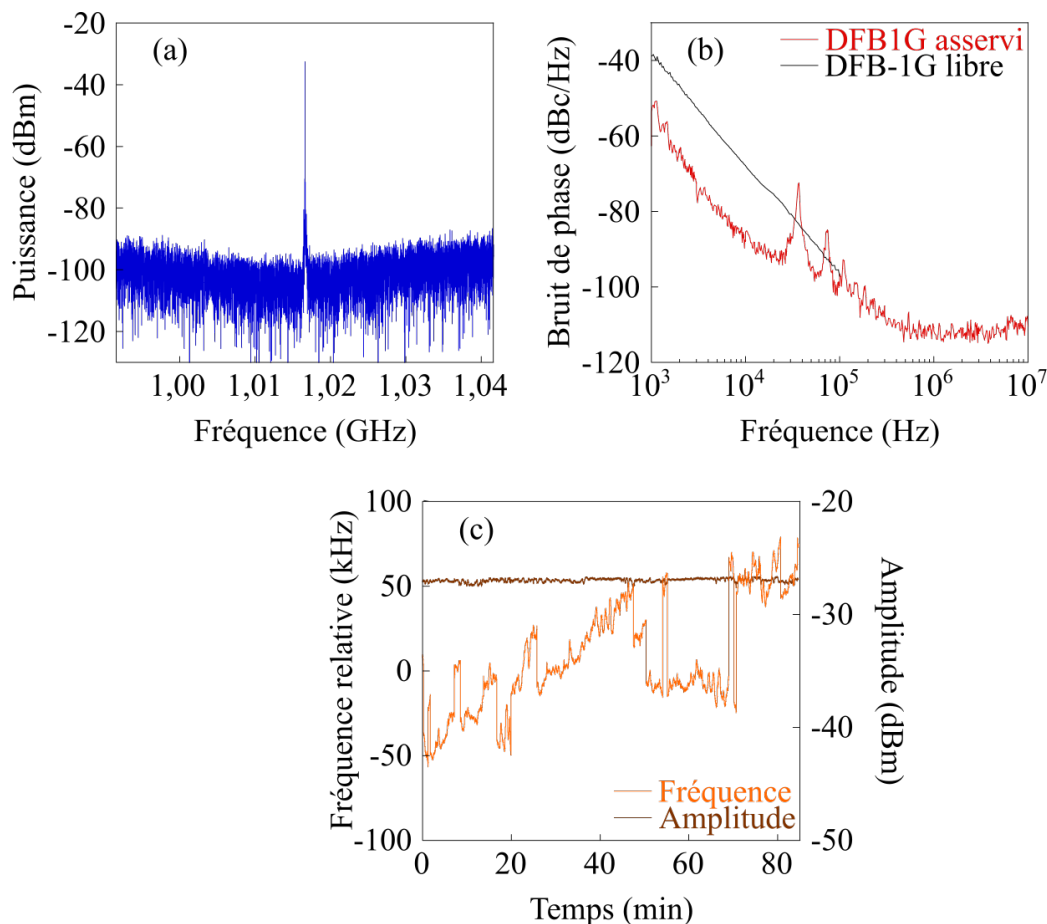


Figure II.21 – $L = 5$ km. (a) Spectre électrique. Span 50 MHz, RBW 5 kHz. (b) Bruit de phase; en rouge : laser asservi; en noir : laser libre. (c) Evolution de la fréquence de battement (en vert) et de son amplitude (en rouge) en fonction du temps.

Ainsi cette méthode de stabilisation hybride appliquée au laser fibre *DFB-1G* s'avère efficace, à condition que la ligne à retard soit suffisamment longue pour filtrer les fluctuations du battement autour de la fréquence de relaxation. Elle permet une réduction du bruit de phase et semble robuste vis-à-vis des perturbations extérieures. Enfin, cette méthode est indépendante de la fréquence porteuse, et pourra être étendue à des DFFL présentant des fréquences de battements plus élevées.

2.3 Résultats expérimentaux à 3,5 GHz

Afin d'appliquer cette méthode à plus haute fréquence, nous choisissons un laser fibre DBR micro-usiné qui a un battement autour de 3,5 GHz, le *DBR-3,5G* dont les caractéristiques ont été présentées plus tôt dans ce Chapitre. Comme pour la stabilisation par FSF sur référence externe, aucune modification n'est à apporter au montage. On conserve la bobine de longueur $L = 5$ km, soit $\tau_{EO} = 25 \mu s$, et le temps caractéristique $\tau = 50$ ns. Pour ce laser, on relève des fréquences de relaxation proche de 1600 kHz, d'où $\tau_r \simeq 0,6 \mu s$. La double boucle de rétroaction (FSF et ligne à retard) a une bande passante d'environ 12 GHz, limite fixée par le modulateur EOM et la photodiode, dont les bandes passantes sont similaires. Ainsi, nous soudons le laser DBR à la place du DFB, puis le contrôleur de polarisation est réajusté pour optimiser la sélection de l'une des polarisations dans la boucle FSF.

L'oscillateur obtenu présente des caractéristiques similaires au cas précédent. On observe ainsi, une réduction de la largeur spectrale, celle-ci étant estimée à 3 kHz en régime libre et de l'ordre de 200 Hz en régime auto-référencé. Sur une fenêtre spectrale de 50 MHz (voir la Fig. II.22 (a)), il n'est pas observé de pics à 20 MHz de part et d'autres de la fréquence centrale, pics qui correspondraient à d'éventuelles résonances des modes de la boucle de réinjection optique. Ceci confirme que, par opposition au cas des lasers semi-conducteurs, la bande passante réduite du laser fibre évite l'utilisation d'un filtrage électrique. De plus, les remontées de bruit dues aux résonances des modes adjacents de la ligne à retard restent à plus de 40 dB en dessous de la porteuse, ce qui démontre que les modes de la boucle opto-électronique ne participent pas au spectre électrique. La Fig. II.22 (b) montre le spectre du battement stabilisé

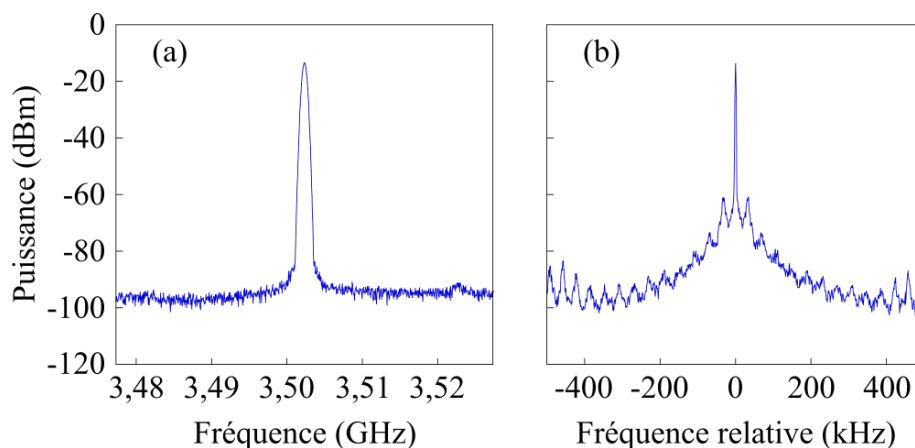


Figure II.22 – Spectre électrique moyenné de l'oscillateur à 3,5 GHz obtenu avec une boucle de 5 km. (a) Span 50 MHz. (b) Span 1 MHz; on distingue les résonances multiples de 40 kHz autour de la fréquence principale à 3,5 GHz.

La pureté spectrale du battement est qualifiée par le bruit de phase reporté sur la Fig. II.23. On mesure environ 70 dBc/Hz à 1 kHz de la porteuse et 90 dBc/Hz à 10 kHz. Enfin, sur la Fig. II.24 est présentée l'évolution de la fréquence de battement à long terme. On observe clairement l'effet de la stabilisation sur la fréquence du battement, puisque les oscillations sont fortement atténuées.

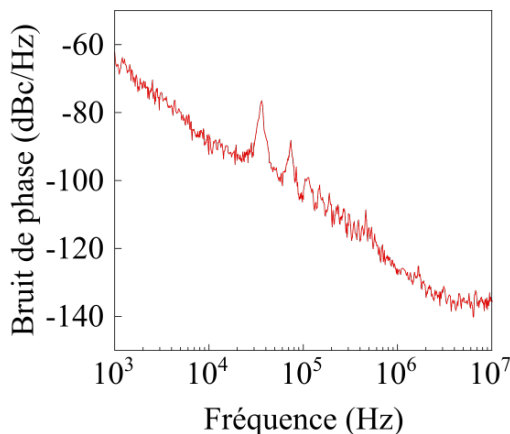


Figure II.23 – Bruit de phase de l'oscillateur à 3,5 GHz entre 1 kHz et 10 MHz. $i_{\text{pompe}} = 180$ mA. On distingue la résonance à 40 kHz correspondant à la fréquence de cavité EO ($1/\tau_{\text{EO}}$) et ses harmoniques.

Enfin, nous avons vérifié que si la bobine est trop courte, par exemple avec $L = 100$ m, le spectre du battement présente de nombreuses bandes latérales à des multiples de la fréquence des oscillations de relaxation. En effet, dans ce cas, les fluctuations des oscillations de relaxation ne sont pas filtrées par le retard, et peuvent être amplifiées via la réinjection optique. Il est donc primordial de vérifier la condition $\tau_r < \tau_{\text{EO}}$.

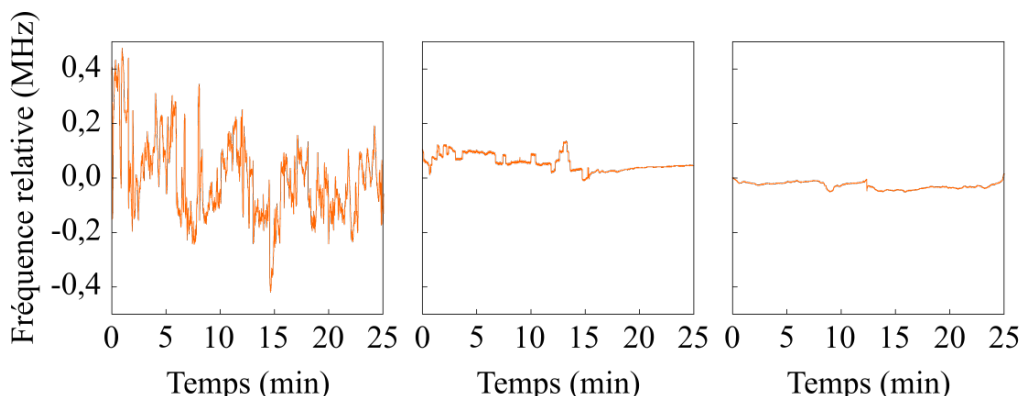


Figure II.24 – Évolution de la fréquence de l'oscillateur à 3,5 GHz enregistré sur quelques minutes. A gauche, la boucle FSF est ouverte, au centre, on a fermé la boucle FSF à $t = 0$ et ajusté le gain à $t = 16$ min ; à droite la boucle reste fermée.

2.4 Discussion

La méthode de stabilisation basée sur la boucle de réinjection hybride s'avère efficace dans le cas des lasers fibres bi-fréquences, à condition que la ligne à retard soit suffisamment longue pour filtrer les fluctuations du battement autour de la fréquence de relaxation. Elle permet une réduction du bruit de phase et semble robuste vis-à-vis des perturbations extérieures. Une amélioration sensible de la pureté spectrale serait probablement obtenue au moyen d'une meilleure isolation de l'expérience et de l'utilisation de bobines de fibre moins sensibles à l'environnement (bobinage symétrique quadripolaire ou octopolaire). De plus, dans le cas des lasers fibres, le filtre RF présent habituellement dans les OEO n'est pas nécessaire. Cet atout permet d'envisager une accordabilité du battement stabilisé.

3 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons mis en place une seconde méthode de stabilisation du battement de laser à fibre bifréquence bipolarisation. La méthode par réinjection optique décalée en fréquence a d'abord été appliquée en stabilisant le battement sur une référence externe. Elle est efficace et reproductible, à condition que les polarisations soient bien séparés en entrée de boucle de réinjection. Elle a été appliquée à un laser DFB avec un battement à 1 GHz et à un DBR de battement 3,5 GHz. Pour ces deux structures, nous avons pu observer une forte réduction de la largeur spectrale et un verrouillage robuste dans les conditions de laboratoire. De plus, un modèle théorique a été exploité en utilisant les paramètres mesurées de notre laser DFB. Un très bon accord qualitatif est observé, avec une identification des différents régimes dynamiques observées. Ce modèle a également permis de montrer l'importance du paramètre α et du rôle du retard. Afin de s'affranchir de la référence externe, nous nous sommes ensuite intéressés à une méthode de stabilisation hybride, mêlant la boucle de réinjection FSF à une ligne de retard. Le principe est de synchroniser le battement sur lui-même à un instant précédent. Nous l'avons mise en place sur les mêmes lasers à fibre que précédemment (*DFB-1G* et *DBR-3,5G*). Au vue des temps caractéristiques des lasers à fibre, une bobine supérieur au km doit être insérée dans la ligne à retard, pour s'assurer que les oscillations de relaxation sont bien filtrées par la boucle opto-électronique. Ainsi, cette stabilisation s'avère également efficace. Le bruit de phase du battement est réduit de 20 dB à 10 kHz de la porteuse, et la largeur spectrale est réduite de plus d'un facteur 10. Pour conclure, ce chapitre a donc permis de valider la stabilisation par réinjection optique pour les lasers à fibre bifréquence. Dans l'optique d'appliquer les méthodes de stabilisations que nous avons vu (PLL dans le Chapitre I,

et FSF dans celui-ci) pour des applications concrètes (par exemple la radio-sur-fibre), nous nous intéressons dans le prochain chapitre à des solutions de post-traitement pour augmenter la fréquence de battement des lasers DFB et DBR en fonctionnement libre.

CHAPITRE III

ACCROISSEMENT DE LA BIRÉFRINGENCE DES FIBRES

Au cours des deux premiers chapitres, nous avons présenté différentes méthodes de stabilisation du battement de lasers à fibre biréfringences. De telles structures asservies pourraient avoir de nombreuses applications dans le domaine de la photonique microonde, comme par exemple pour la radio-sur-fibre. Dans la première partie de ce chapitre, nous stabilisons un laser à fibre DFB pour réaliser une transmission opto-hyperfréquence en collaboration avec l'IETR¹. Il s'agit d'une démonstration de principe réalisée à une fréquence de 1,4 GHz. Or, pour correspondre aux critères des télécommunications 5G ou des radars par exemple, il est nécessaire de travailler à des fréquences plus élevées. De récents travaux montrent que la compression [Yuan15], ou le polissage sur un bord [Guo18; Yang19], de la partie active de lasers DBR fibrés peuvent entraîner une modification significative de la biréfringence, permettant ainsi d'augmenter la fréquence de battement. Les résultats publiés par Guo et al. montrent qu'un polissage de quelques micromètres modifie la biréfringence d'un facteur environ 2. Ici, nous nous intéressons à différents moyens de traitements des lasers DBR biréfringences fibrés pour accroître leur biréfringence. Nous distinguons, au sein de ce chapitre, les méthodes impliquant une modification définitive ou non de la fibre. Ainsi, nous avons d'abord étudié l'impact d'impulsions lasers à la longueur d'onde du procédé de photo-inscription. Puis, nous avons utilisé des impulsions femtosecondes à une longueur d'onde différente, entraînant une ablation de la fibre. Enfin, nous nous sommes intéressés à la compression de lasers DBR. Pour cette dernière méthode, l'objectif est d'augmenter la biréfringence mais également d'obtenir une large accordabilité du battement de l'ordre de plusieurs GHz.

1. Institut d'Électronique et des Technologies du numéRique

1 Un exemple d'application : liaison opto-hyperfréquence

1.1 Contexte

Dans le contexte du déploiement de stations de base mobiles performantes et bas coût pour le réseau 5G, la technologie de transmission radio sur fibre (RoF) a été proposée comme une solution intéressante, car elle permet de contrôler à distance le faisceau de l'antenne et d'alimenter directement l'antenne RF du site de contrôle aux autres antennes, ce qui pourra contribuer à une simplification significative de la configuration du site d'antenne. Mais le coût pourrait être réduit si on retire la partie fibre et si on éclaire directement la photodiode par un laser modulé par l'information à transmettre. Dans cette perspective, le professeur Mohamed Himdi et le post-doctorant Alexis Martin, de l'IETR, ont proposé une méthode originale qui consiste à utiliser une antenne transparente afin d'être compatible avec le signal reçu par le laser [Martin17]. Le laser doit traverser l'antenne sans obstacle pour pouvoir éclairer la photodiode localisée à l'intérieur de l'antenne. Pour transporter l'information, on pourrait utiliser un laser DFB bifréquence fibré. Des travaux ont déjà montré l'efficacité d'un tel laser, mais sans réaliser de démonstration avec des antennes [Leng06]. En termes d'aspect économique, le coût serait réduit par rapport à la solution RoF. De plus, le faible impact visuel des antennes transparentes faciliterait l'implémentation du réseau dans des lieux protégés et à fortes contraintes visuelles, comme des édifices historiques ou religieux.

1.2 Méthode

Pour valider cette méthode innovante, une démonstration de principe de transmission opto-hyperfréquence est réalisée en collaboration avec l'IETR. La Fig. III.1 présente un schéma de principe de cette mesure de transmission opto-hyperfréquence. On peut décomposer ce système en trois groupes d'éléments comme suit :

- **émetteur optique** : cette partie comprend (i) le laser bifréquence dont la fréquence de battement sera la fréquence RF porteuse et (ii) le modulateur électro-optique précédé d'un contrôleur de polarisation afin de moduler une seule fréquence optique pour la transmission de données.
- **émetteur RF** : une antenne transparente associée à un dispositif photodiode fonctionnant à la fréquence RF souhaitée. La photodiode reçoit à travers l'antenne

transparente la lumière modulée par le signal et mélange les deux fréquences du laser et génère la fréquence RF contenant l'information à transmettre.

– **récepteur RF**: une antenne identique à l'antenne émettrice récolte le signal RF modulé. Le signal est démodulé à la fréquence porteuse.

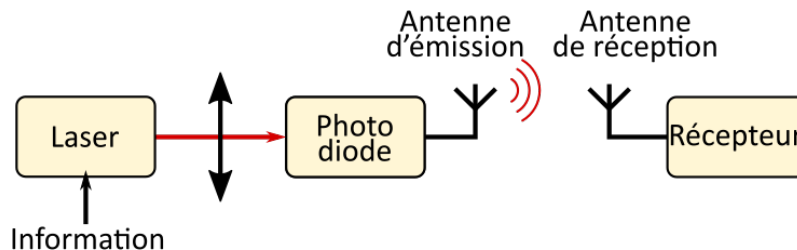


Figure III.1 – Schéma de principe.

Afin de mieux appréhender le rôle et l'impact de ces éléments au sein du système global, nous allons détailler les caractéristiques du laser libre, du laser stabilisé, ainsi que celles des antennes.

1.2.1 Laser bifréquence *DFB-1,4G*

Nous utilisons un laser DFB bifréquence bipolarisation ayant un battement autour de 1,4 GHz, désigné par l'appellation *DFB-1,4G*. Le milieu actif est constitué d'une fibre de 50 mm, de diamètre de gaine $\Phi = 125 \mu\text{m}$, et dopée par des ions erbium Er^{3+} . Le réseau de Bragg est photoinscrit à 248 nm, sa longueur est $L_B = 43 \text{ mm}$, sa longueur d'onde centrale est $\lambda_B = 1532 \text{ nm}$, et sa force est $\kappa = 255 \text{ m}^{-1}$. La longueur effective du réseau est $L_{\text{eff}} = 3,5 \text{ mm}$, et il présente un saut de phase de π situé à 27 mm du début du réseau, fixant la valeur des coefficients de transmission à -54 dB et -30 dB .

Caractérisation du laser. La puissance de sortie du laser *DFB-1,4G* est du même ordre de grandeur que celle des lasers *DFB-1G* et *DFB-10G* présentés dans le Chapitre I. Elle est donc d'environ $150 \mu\text{W}$ pour une puissance de pompe de 150 mW, typique des lasers DFB dopés Er^{3+} . Sur la Fig. III.2 (a), on voit que le laser présente un battement proche de 1,4 GHz sur une fenêtre d'analyse large de 5 MHz. On y distingue les fréquences des oscillations de relaxations autour de 500 kHz de part et d'autre du battement. La Fig. III.2 (b) montre l'évolution du battement en fonction du courant de pompe. On mesure une pente de 0,05 MHz/mA.

Stabilisation du laser par PLL. Pour stabiliser le battement du *DFB-1,4G*, nous utilisons la méthode décrite dans le Chapitre I, à savoir la mise en place d'une boucle

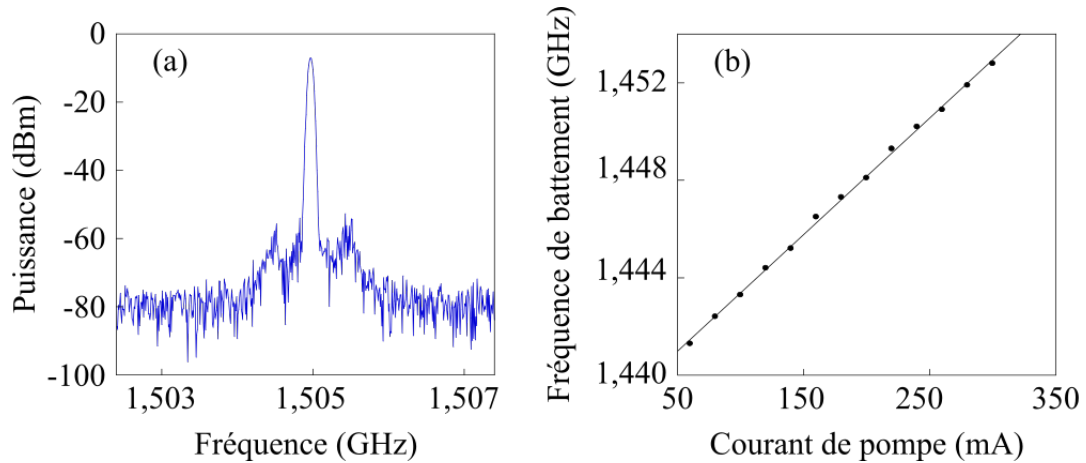


Figure III.2 – Laser *DBR-1,4*. (a) Spectre électrique du battement enregistré à $P_{\text{pompe}} = 136$ mW. Span 5 MHz, RBW 50 kHz, VBW 50 kHz. (b) Variation du battement avec le courant de pompe. La pente est de 0,05 MHz/mA.

à verrouillage de phase sur une fréquence de référence. Nous reprenons le même schéma de principe que pour la stabilisation par PLL du laser *DFB-1G*, et l'on conserve le même coupleur et mélangeur. Pour l'oscillateur local, nous nous sommes servi du synthétiseur de modèle SMB100A. Dans un premier temps, nous ne cherchons pas à obtenir le meilleur bruit de phase mais uniquement un asservissement suffisamment robuste pour permettre la mesure de transmission opto-hyperfréquence. Dans ces conditions, la présence du kit PID n'est pas nécessaire et on utilise une alimentation de diode laser avec une excursion de 0,65 A/V (alimentation LFI-4532). La Fig. III.3 (a) représente le spectre électrique du battement asservi, avec une largeur à mi-hauteur de 1 Hz. On mesure également le bruit de phase du laser stabilisé. Comme le montre la Fig. III.3 (b), on obtient -70 dBc/Hz à 1 kHz de la porteuse, avec une bande passante d'environ 20 kHz. L'asservissement est solide et le battement peut rester verrouillé plusieurs heures dans les conditions de laboratoire.

1.2.2 Antennes RF

Pour le dispositif d'émetteur RF, la photodiode utilisée est directement intégrée sur l'antenne. Cette dernière a été conçue pour fonctionner à 1,4 GHz. Le matériau de l'antenne transparente repose sur un maillage à pas micrométrique et a été spécifiquement développé au sein de l'IETR [Martin17]. La technologie reprend le principe du grillage métallique en le rendant invisible à l'oeil nu [Hautcoeur11]. Un plan réflecteur est intégré afin d'accroître la directivité de l'antenne et de réduire le rayonnement arrière. Sa transparence permet en plus de pouvoir faire passer à travers le faisceau laser.

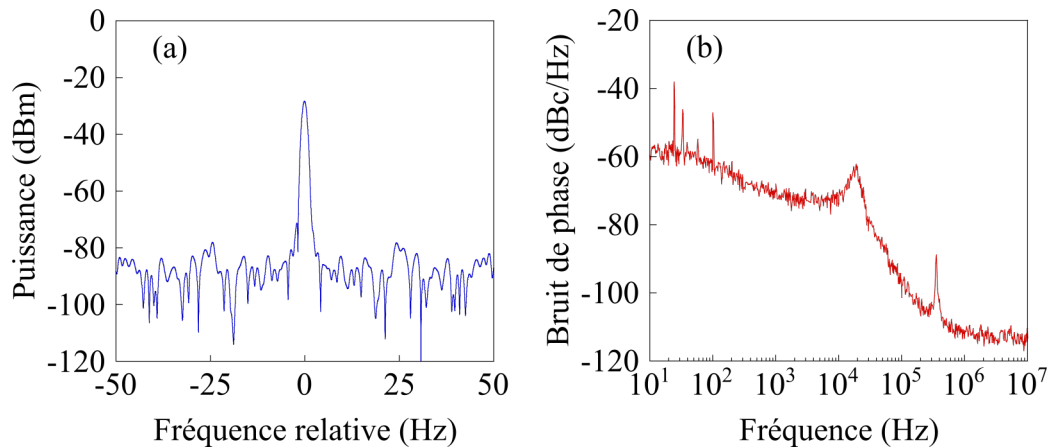


Figure III.3 – Laser *DBR-1,4G*. (a) Spectre électrique du battement stabilisé enregistré à $P_{\text{pompe}} = 56$ mW. Fréquence centrale 1,5 GHz, Span 100 Hz, RBW 1 Hz, VBW 1 Hz. (b) Bruit de phase du laser asservi.

Pour le récepteur RF, l'antenne est dite passive (sans photodiode) et est identique à l'antenne émettrice.

1.3 Schéma de l'expérience

Le schéma de principe est présenté sur la Fig. III.4. Le laser *DFB-1,4G* est à température ambiante et pompé à 980 nm à une puissance $P_{\text{pompe}} = 100$ mW en sortie contre-propageante. Il émet vers 1532 nm une puissance de 100 μ W environ. Le battement est stabilisé par PLL comme on l'a décrit précédemment. Sur la Fig. III.4, le schéma de stabilisation par PLL est représenté et nous ne le décrivons pas ici (voir le Chapitre I). Une fois stabilisé, le signal est récupéré en sortie du coupleur de la PLL et est envoyé vers un modulateur d'intensité LiNbO₃ 10 GHz (MZM) via un contrôleur de polarisation (PC). L'entrée RF du modulateur est pilotée par un générateur de communications (VSG, pour Vector Signal Generator) délivrant une porteuse à 10 MHz modulée à débit fixé (évalué en kilosymboles par seconde, noté kbps). Le contrôleur de polarisation permet d'optimiser la modulation sur une des polarisations sans altérer l'autre. Un polariseur en sortie du modulateur permet d'effectuer la projection des deux modes de polarisation sur un même axe pour obtenir le battement. Le signal optique est ensuite amplifié à l'aide d'un EDFA. En sortie, un coupleur permet d'envoyer, d'une part, une fraction du signal vers un ESA. On peut alors vérifier la stabilité du battement et optimiser l'amplitude des bandes latérales. D'autre part, à la sortie du coupleur, le signal est focalisé, grâce à l'insertion d'un collimateur en sortie de fibre et d'une lentille de focale 80 mm, sur la photodiode de l'antenne émettrice. La puissance optique, de quelques milliwatts, est mesurée en sortie de collimateur. Une fois reçu

par l'antenne de réception, placée à environ 1 m de distance, le signal est démodulé par un analyseur de signaux vectoriels (VSA). Sur la Fig. III.5 (a), on voit le système de focalisation du faisceau ainsi que les antennes transparentes d'émission et réception RF. La Fig. III.5 (b) permet de montrer la photodiode intégrée de l'antenne émettrice.

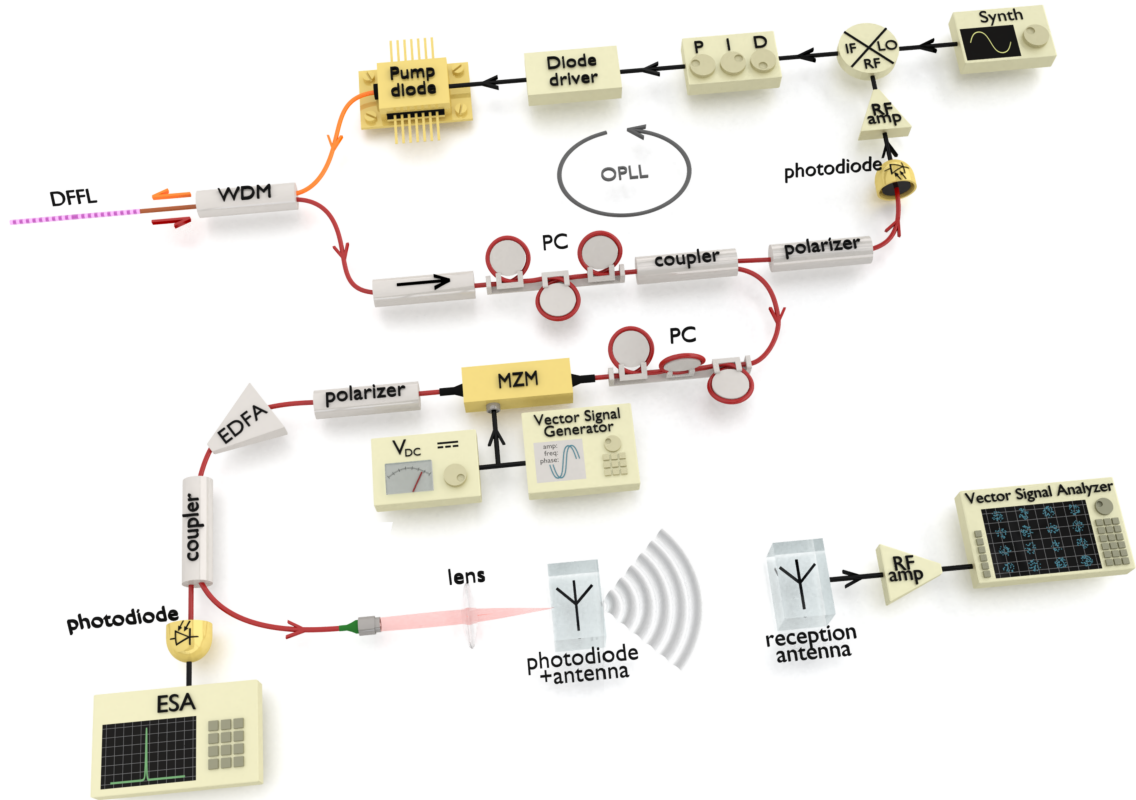


Figure III.4 – Montage expérimental pour la mesure de transmission opto-hyperfréquence.

1.4 Résultats

Dans un premier temps, le VSA est remplacé par l'ESA et on observe la réception des signaux sur l'antenne passive de réception. Des tests sont effectués avec le laser libre, c'est-à-dire sans PLL, et sans l'étage de modulation (porteuse RF à 1,4 GHz fixe), afin de s'assurer que l'antenne de réception récupère bien le signal RF. La Fig. III.6 représente le spectre électrique observé en sortie de l'antenne de réception pour différentes puissances optiques. La transmission du battement est réussie avec un rapport signal sur bruit de 25 dB pour 16 mW de puissance. Ensuite pour transmettre un signal de communication, on ajoute en plus un amplificateur RF de +20 dB en sortie d'antenne de réception pour permettre de distinguer les bandes latérales du plancher de bruit du VSA.

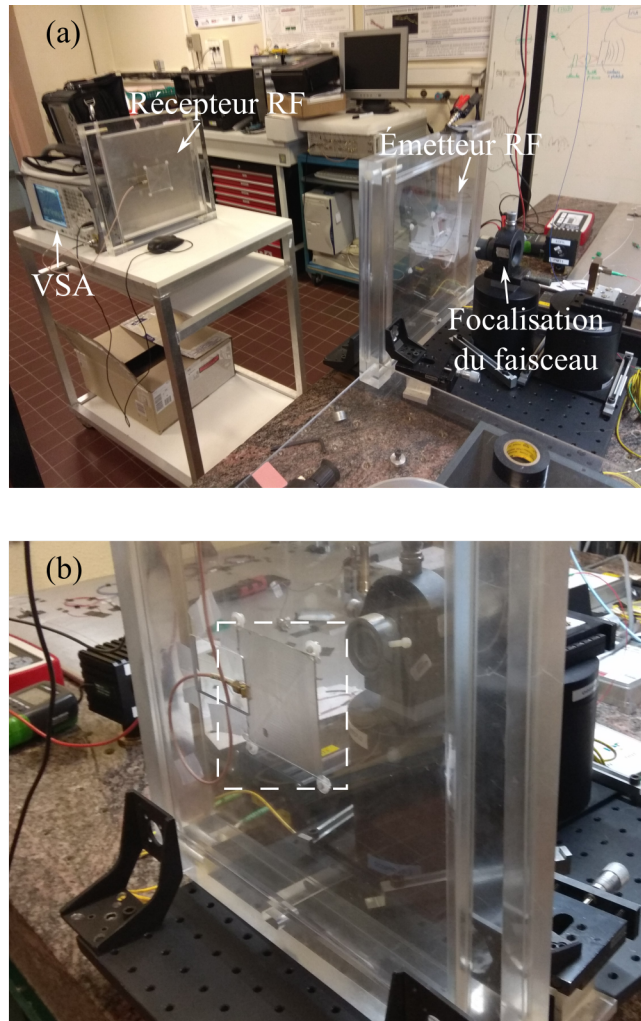


Figure III.5 – Photos du banc de mesure. (a) Vue d'ensemble émission/réception. (b) Antenne émettrice avec la photodiode intégrée éclairée par le faisceau bifréquence.

En ajustant la tension de biais du modulateur et l'orientation du contrôleur de polarisation, on maximise la puissance optique des bandes latérales à ± 10 MHz. Le signal est ensuite démodulé en centrant le VSA sur une des bandes latérales. On a fait le choix de moduler en QAM (Quadrature Amplitude Modulation). Afin de constater l'efficacité du signal reçu, on peut alors tracer des diagrammes de constellations, en fonction des composantes en phase I et en quadrature Q. Ils sont composés de points de constellation, qui représentent chacun un état d'amplitude et de phase de la porteuse modulée. La position de ces points pour un signal idéal, sans perturbation, constitue les positions de référence de ces états. Lorsqu'on analyse un signal réel, bruité, on observe des nuages de points, et plus la transmission est bonne, plus ils sont proches des positions de référence. La Fig. III.7 montre deux diagrammes de constellations enregistrés en 16 QAM avec deux débits différents, 10 et 50 kbps. Dans les deux cas, la démodulation s'effectue correctement, on distingue bien les 16 points

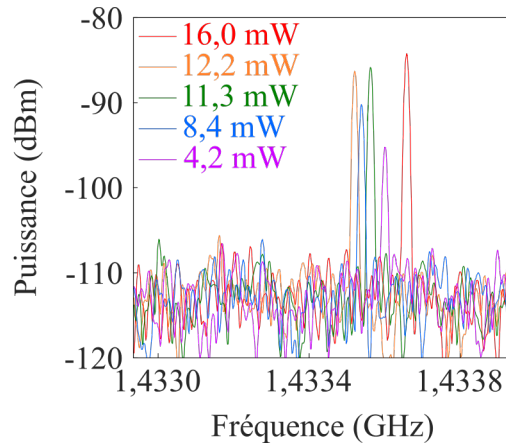


Figure III.6 – Spectres électriques en sortie de l’antenne de réception pour différentes puissances optiques en entrée de l’antenne d’émission. [Figure extraite de la thèse d’Alexis Martin [Martin17]].

de la constellation et l’erreur rms est de l’ordre de 7-8% dans les deux cas. Des tests en modulation 32 QAM à 10 kbps ont été réalisés. Les diagrammes de constellation sont moins nets mais l’erreur rms reste de l’ordre de 10 %. Enfin, nous avons également réalisé une transmission opto-hyperfréquence sans stabiliser le laser. Même sans asservissement, la dérive rapide du battement ne dépasse pas 20 kHz d’amplitude. Dans ces conditions, la démodulation du signal reste possible. Notons toutefois que sans PLL pour stabiliser le laser, il est nécessaire d’injecter plus de puissance optique.

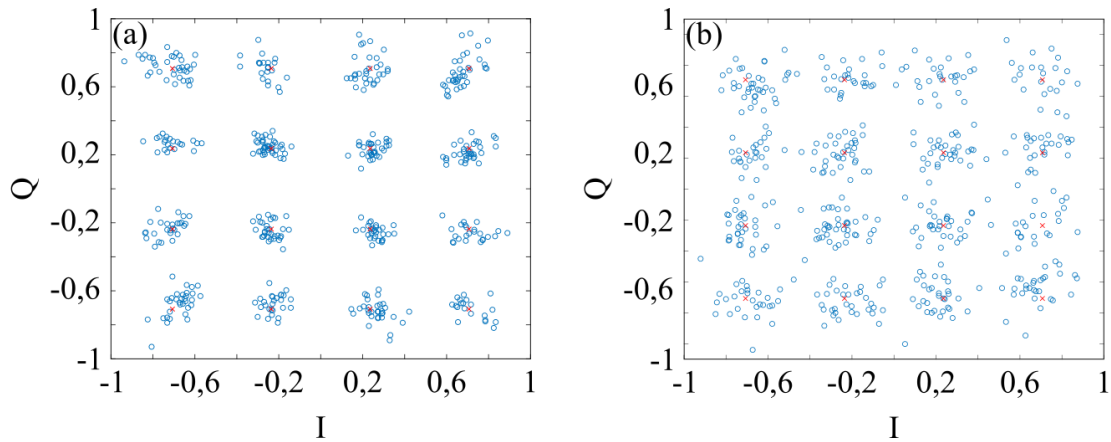


Figure III.7 – Diagramme de constellation en 16 QAM enregistrés avec le laser *DFB-1,4G* stabilisé et modulé à 10 MHz. (a) Débit 10 kbps. (b) Débit 50 kbps.

Ainsi, nous avons ici réussi à réaliser une première transmission opto-hyperfréquence en utilisant un laser à fibre bifréquence DFB et un système d’antennes transparentes. Le signal de la porteuse à 1,4 GHz a été transmis sur une distance de 1 m. Ce n’est cependant, à cette fréquence, qu’une démonstration de principe. Pour

répondre aux besoins technologiques en télécommunications, notamment pour le développement des futurs réseaux 5G, il est nécessaire d'adapter ce système opto-RF à des plus hautes fréquences. Dans le cas de la France métropolitaine par exemple, la 5G utilisera les bandes 3,4 - 3,8 GHz et 26 GHz. Il est donc intéressant de pouvoir utiliser des porteuses optiques à ces fréquences. Travailler avec des lasers fibres bifréquences avec des battements plus élevés ouvrirait également la voie à d'autres applications, comme par exemple le transport de signaux radars. Pour répondre à cette problématique, la suite de ce chapitre est consacrée à l'exploration de plusieurs méthodes pour accroître la biréfringence, et par suite la fréquence de battement, de lasers à fibre bifréquence bipolarisation.

2 Modification définitive de la biréfringence

Les caractérisations des lasers DFB et DBR en fonctionnement libre nous ont permis de confirmer jusqu'à présent que les fréquences de battement entre les deux états de polarisation sont dans la gamme 0,1 - 1,5 GHz. Cette fréquence vient soit des biréfringences résiduelles de la fibre, dans la gamme 5×10^{-7} , soit de la biréfringence induite par le processus de photo-inscription UV du réseau de Bragg, dans la gamme 10^{-5} . L'entreprise iXblue Photonics travaille aussi sur de la fibre PM. La biréfringence des lasers DFB sur une telle fibre est de 10^{-4} . Cependant, nous avons pu caractériser un échantillon qui ne présentait pas de battement entre deux polarisations mais uniquement entre modes longitudinaux. Les DFB sont limités par la largeur de la bande interdite pour avoir un battement entre polarisations croisées. Il est difficile de dépasser une fréquence de battement de 10 GHz et la fibre PM n'est donc pas adaptée. Quant aux DBR, l'existence du battement est limitée par l'intervalle spectrale libre (ISL). D'après la relation entre la biréfringence et la différence de fréquence, donnée par l'Éq. 3 de l'Introduction Générale, où $\nu = 195$ THz est la fréquence optique et $n = 1,46$ est l'indice moyen de la fibre, on obtient les chiffres typiques du Tab. III.1.

Type d'anisotropie	Biréfringence	Fréquence de battement
Intrinsèque (sur DBR)	10^{-6}	130 MHz
FBG UV (sur DFB)	10^{-5}	1,3GHz
fibre PM (DFB)	10^{-4}	13 GHz

Tableau III.1 – Fréquences de battement typique des lasers fabriqués par l'entreprise iXblue Photonics.

Si ces lasers à fibres offrent le formidable effet de levier de la fréquence optique pour traduire une très faible biréfringence en une fréquence RF/microonde facilement

mesurable, ils sont en revanche limités en accordabilité. Il serait intéressant par exemple d'avoir une fréquence de battement dans la gamme 3,5 GHz (radio-sur-fibre), ou encore 9,2 GHz (fréquence d'horloge du césium), etc. Dans cette partie, nous explorons quelques possibilités de modifier par post-traitement les lasers à fibre en vue de choisir la fréquence de battement. Nous effectuons tout d'abord une expérience de post-traitement par insolation UV, en collaboration avec iXblue Photonics, puis d'ablation partielle de la fibre par impulsions femtosecondes, lors de campagnes de mesures à Alphanov.

2.1 Insolation UV

Les travaux pionniers des années 1990 sur la photo-inscription des réseaux de Bragg montrent que le traitement UV sur des fibres de silice engendre une biréfringence [Erdogan94; Vengsarkar94]. L'anisotropie dépend de la géométrie d'interaction et également de la polarisation du faisceau UV. Les résultats annoncés par Erdogan et Mizrahi par exemple montrent une biréfringence de 3×10^{-5} , ce qui pourrait donner un battement de 4 GHz. Afin d'augmenter l'anisotropie de lasers à fibre DBR, nous avons mis en place chez iXblue Photonics à Lannion une expérience pour illuminer par le faisceau UV de photo-inscription la partie active de ces lasers située entre les deux réseaux de Bragg, de longueur L_a .

2.1.1 Présentations des lasers

Nous travaillons sur des lasers DBR réalisés sur le modèle de la Fig. III.8. Ici, le laser de longueur totale L , se compose de deux réseaux de Bragg d'environ 10 mm qui constituent la cavité. La longueur de la partie centrale L_a est une valeur estimée, déduite du déplacement de la fibre et du masque de phase pendant le procédé de photo-inscription. Cette longueur L_a a notamment un rôle important pour obtenir un laser monomode longitudinal. En effet, il faut que l'intervalle spectral libre ($\frac{c}{2nL_a}$) soit plus grand que la largeur de bande interdite des réseaux de Bragg, comme l'ont exploré de nombreux auteurs [Guan09a; Liu09; Zhang09; Mo13; Li16; Liu16]. Deux des échantillons que nous avons étudié sont co-dopés Er-Yb, et ont comme numéro de série *Janv-02* et *Janv-12*. En raison de ce codopage, ces lasers nécessitent un certain niveau de Deutérium pour avoir une meilleure sensibilité aux UV. Ils ont ainsi été conservés à basse température après la photo-inscription, afin de maintenir le Deutérium dans la fibre jusqu'au jour de l'insolation. Nous avons également pu insoler un laser DBR dopé Er, nommé *#7-fev*. Dans ce cas la composition de la fibre est telle qu'elle ne nécessite pas de deutération pour être photo-sensible. Pour ces trois

échantillons, le diamètre de fibre est de $125 \mu\text{m}$.

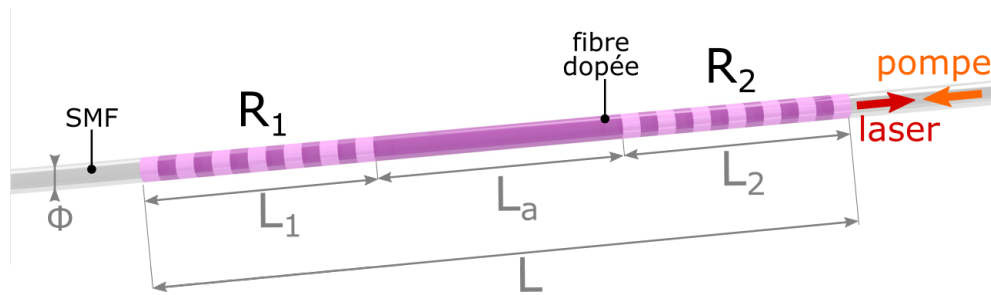


Figure III.8 – Configuration des lasers DBR pour le post-traitement UV. Le faisceau UV vient éclairer la partie centrale de longueur L_a .

Le Tab. III.2 récapitule les caractéristiques principales de ces trois lasers en amont du post-traitement par insolation. La fréquence f_b et la puissance en sortie contre-propagante P sont mesurées à 100 mW de puissance de pompe. Dans le cas du laser #7-fev, on n'observe pas de battement à l'ESA initialement.

SN	Dopage	L (mm)	L_a (mm)	f_b (MHz)	P (mW)
Janv-02	Er-Yb	30	8,99	160	8
Janv-12	Er-Yb	21	3,26	177	10
#7-fev	Er	22	< 2	\	0,09

Tableau III.2 – Caractéristiques principales des lasers avant post-traitement UV.

2.1.2 Méthode

Un point fort de l'expérience mise en place est qu'on peut pomper le laser sur le banc de photo-inscription, et donc observer l'évolution du battement entre les deux polarisations en temps réel. Pour cela, nous avons déplacé à Lannion le banc de mesure du laboratoire. La Fig. III.9 montre une photo du banc d'insolation. On utilise en fait le banc de photo-inscription des réseaux de Bragg mais sans le masque. Une caméra permet de visualiser le positionnement du faisceau UV par rapport aux réseaux de Bragg. Sur l'écran de la Fig. III.9 (b) les traits rouges sont des repères pour le positionnement vis-à-vis des FBG et les traits bleus indiquent le faisceau UV qui est focalisé par une lentille cylindrique sur la partie active de la fibre située entre les deux réseaux de Bragg. Le laser UV à $\lambda = 248 \text{ nm}$ est polarisé orthogonalement au DBR de façon à maximiser l'anisotropie induite [Erdogan94].

Une fois le laser placé sur le banc d'insolation, il est soudé au module de pompage, lequel est composé d'une diode de pompe à 980 nm, un WDM et un isolateur. Cela

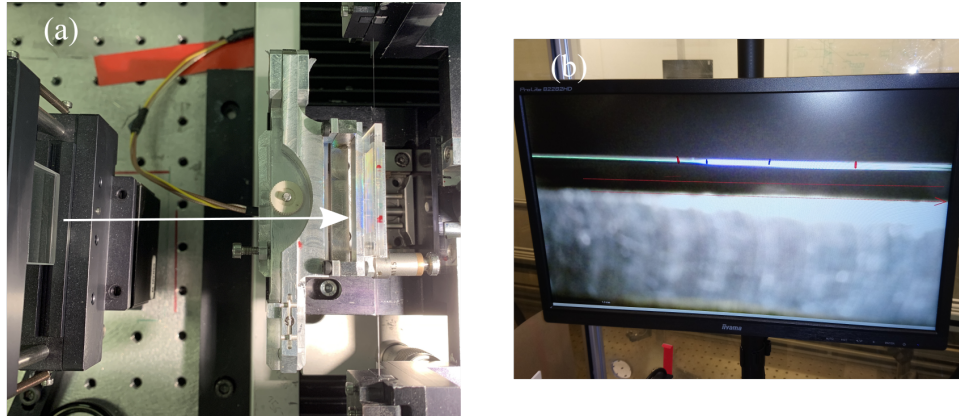


Figure III.9 – (a) Banc d'insolation des fibres. La flèche blanche indique la direction du faisceau UV. (b) Écran de visualisation pour le placement de la fibre par rapport au faisceau UV.

permet dans un premier temps de mesurer la puissance optique émise et de vérifier le spectre du FBG. Dans un deuxième temps, la sortie de l'isolateur est connectée au banc de mesure du battement, apporté de Rennes, constitué du contrôleur de polarisation suivi du polariseur, de la photodiode 10 GHz et son amplificateur, et l'analyseur de spectre RF (voir Fig. III.10).

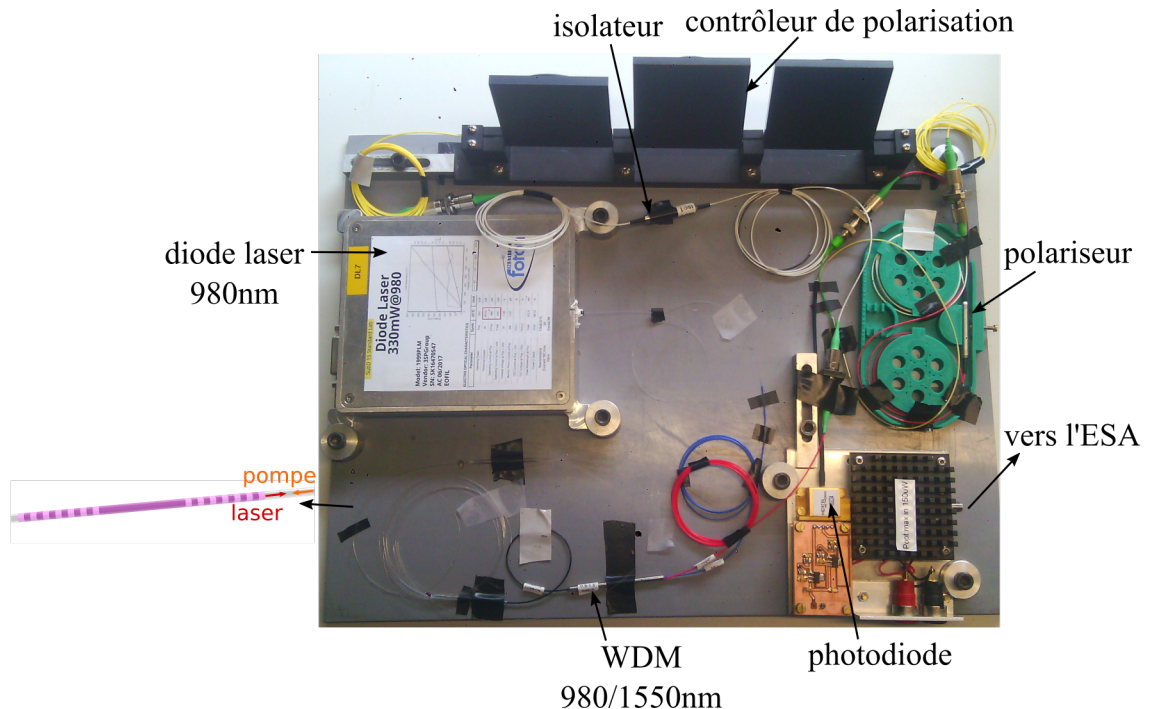


Figure III.10 – Banc d'alimentation et de caractérisations des lasers, utilisé à iXblue Photonics puis à Alphanov.

2.1.3 Résultats

On installe tout d'abord le laser DBR *Janv-02*. On effectue un balayage de la fibre avec le faisceau UV sur une longueur $L_{\text{insol}} = 7,0125$ mm, en plaçant le point de départ 1 mm après le FBG de plus faible réflectivité. Le diamètre du spot est de 1 mm et l'énergie par impulsion UV est de 0,40 mJ. Au cours de l'expérience, 8 balayages successifs ont été effectués, en adoptant des fréquences de répétition des impulsions de 200 Hz (passages 1, 2 et 8) ou 400 Hz (passages 3, 4, 5, 6 et 7). Différentes vitesses de balayage sont également testées : $v = 15 \mu\text{m/s}$ (passages 1 à 6), $7,5 \mu\text{m/s}$ (passage 7) ou $1,4 \mu\text{m/s}$ (passage 8). Un passage correspond à un balayage « aller », effectué toujours dans le même sens, le temps de balayage étant de 8 min à $v = 15 \mu\text{m/s}$. La fréquence de battement est relevée à l'ESA, avec un relevé par minute environ. On note une grande sensibilité du battement aux effets thermiques. En effet, contrairement aux expériences usuelles, ici la fibre est dans l'air, et la dissipation thermique nécessaire au bon fonctionnement des lasers co-dopés est insuffisante. Nous avons dû ajouter un ventilateur dirigé vers la fibre au cours de l'insolation pour pouvoir suivre l'évolution de la fréquence de battement. Au démarrage, la fréquence de battement de ce laser est à 160 MHz. Au cours des premières minutes d'insolation, la fréquence de battement décroît, puis elle croît régulièrement mais de plus en plus lentement. Au final, nous obtenons une fréquence de battement de l'ordre de 1,4 GHz (voir la courbe bleue de la Fig. III.11). Ceci montre que l'anisotropie induite est typiquement dix fois plus importante que l'anisotropie intrinsèque. Comme cette variation d'anisotropie est continue, on peut ainsi choisir à volonté la fréquence de battement dans cette gamme RF. Cependant, nous observons une certaine saturation de cette anisotropie qui semble se limiter à 10^{-5} . Elle pourrait être liée à la diminution de concentration de Deutérium dans la fibre. En effet, la chaleur dégagée lors du processus d'insolation entraîne un dégazage du Deutérium, et donc une perte de sensibilité de la fibre aux UV. L'effet thermique est accentué avec le pompage du laser nécessaire pour le suivi continu du battement.

Sur un deuxième échantillon (*Janv-12*), dont la longueur active est plus courte (voir le Tab. III.2), nous décidons d'éclairer directement la partie active avec un faisceau UV moins focalisé, de dimension environ 2 mm dans la direction parallèle à la fibre. Il n'y a pas de balayage, le faisceau est fixe. L'énergie par impulsion UV est toujours de 0,40 mJ, et la fréquence de répétition des impulsions est 200 Hz. Pour ce second échantillon, la croissance de l'anisotropie est plus forte par impulsion, probablement car l'éclairement est plus homogène sur tout l'échantillon. Au démarrage, la fréquence de battement est à 170 MHz. À nouveau, on trouve un effet de saturation pour des fréquences de battement au-delà de 1 GHz (voir la courbe rouge de la Fig. III.11). Ici encore l'anisotropie induite est donc typiquement dix fois plus importante que

l'anisotropie intrinsèque, mais il semble difficile de gagner encore un facteur dix.

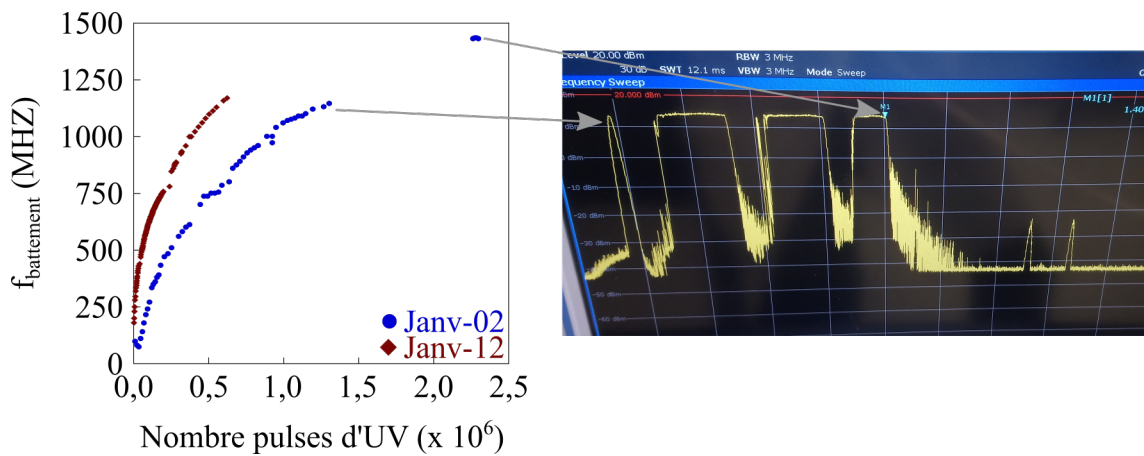


Figure III.11 – Évolution de la fréquence de battement des lasers DBR *Janv-02* (courbe bleue) et *Janv-12* (courbe rouge) dans les conditions décrites dans le texte. La photo montre le relevé pris en mode MaxHold de l'ESA dans l'intervalle de temps où les relevés n'ont pas été fait manuellement. Malgré certains évanouissements du battement, probablement dus aux effets thermiques, on note une croissance du battement de 1,1 à 1,4 GHz.

Enfin, nous avons testé le laser DBR #7-*fev* sur fibre dopée Erbium. Nous conservons les mêmes réglages du faisceau UV que pour le DBR *Janv-12*. Nous gardons donc le faisceau UV fixe et nous éclairons la partie active. Au cours de l'insolation, nous observons un battement de faible amplitude autour de 2,5 GHz. On constate une évolution de cette fréquence de battement, de 2,5 à 2,7 GHz, en fonction des impulsions UV. Ces mesures sont à considérer avec prudence et ne permettent aucune conclusion sur ce laser.

2.1.4 Discussion

Les niveaux de biréfringence atteints sont inférieurs à ceux attendus en se basant sur la littérature. La composition de la fibre, ainsi que le niveau d'hydrogénation, sont probablement différents. Dans [Erdogan94], il s'agit d'une fibre « de télécommunication » de faible photo-sensibilité, de dopage en germanium 3% mol. GeO_2 , chargée avec 3% mol. H_2 . L'illumination est réalisée par un laser excimère à 242 nm. Pour un éclairage de 3 kJ/cm^2 , la biréfringence induite est de l'ordre de 4×10^{-5} . De notre côté, l'éclairage au bout de 5×10^5 impulsions est de l'ordre de 200 J sur la surface du spot dont les dimensions sont environ $2 \text{ mm} \times 125 \mu\text{m}$, soit 10 kJ/cm^2 pour une biréfringence de l'ordre de 10^{-5} .

Cette technique d'insolation est maîtrisée chez iXblue photonics, et a l'avantage

de permettre un suivi continu de la fréquence de battement en fonction du nombre de pulse UV. Néanmoins, on a pu constater qu'elle était inadaptée à une montée en fréquence au-delà de 2 GHz, et nécessitait une hydrogénation pour les fibres co-dopées. Le post-traitement des lasers DBR par insolation UV mériterait d'être plus approfondie en étudiant par exemple d'autres échantillons dopés Er ayant un fonctionnement bifréquence. On pourrait aussi arrêter le pompage du laser pendant l'insolation pour limiter le dégazage du Deutérium lié à la chaleur. Cela devrait permettre une plus grande augmentation de la biréfringence.

2.2 Usinage laser

Indépendamment de la méthode de post-traitement par insolation UV décrite précédemment, nous avons envisagé une autre méthode de contrôle de l'anisotropie, au moyen d'un usinage de la gaine, tel que le montre la Fig. III.12. Le micro-usinage par laser a déjà été utilisé pour réaliser des barreaux de contraintes dans les fibres optiques [Yuan16]. Ce procédé représente une piste intéressante pour l'ablation de la gaine sur des profondeurs contrôlées. Nous avons donc préparé une campagne d'expériences effectuée au Centre Technologique Alphanov en Nouvelle-Aquitaine, qui propose une technique d'usinage par laser femtoseconde. Nous travaillons avec des lasers DBR et DFB co-dopés Er-Yb conditionnés pour pouvoir subir l'ablation laser.

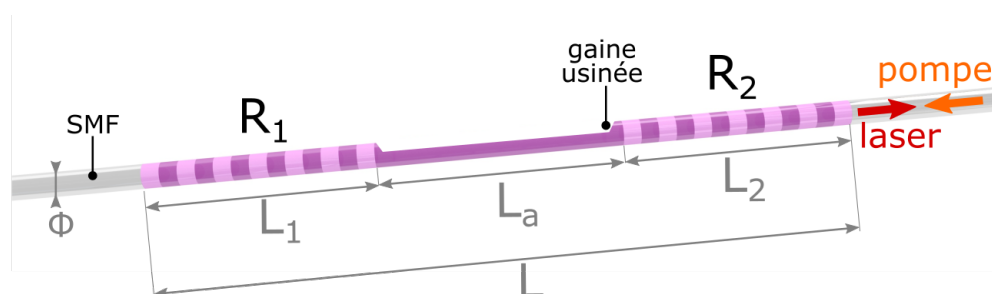


Figure III.12 – Illustration d'un laser DBR dont la gaine a été partiellement usinée entre les deux réseaux de Bragg.

2.2.1 Présentations des lasers

Les lasers que nous souhaitons usiner sont d'abord préparés à iXblue. D'habitude, pour les protéger, les lasers DBRs sont entièrement recouverts d'une gaine en polymère. Dans notre cas, ce *recoat* est effectué sur la fibre dopée excepté sur la partie centrale du milieu actif sans réseaux de Bragg photo-inscrits. Nous souhaitons également travailler avec deux DFB qui ont déjà un *recoat* uniforme, c'est-à-dire sans

fenêtre prévue pour l'usinage. Enfin, nous avons sélectionné le DBR *Janv-12* qui est entièrement protégé par une gaine, mais surtout qui a déjà subi le post-traitement UV détaillé dans la section précédente. La gaine en polymère pourra être enlevée sur une portion de la fibre par l'action du laser femtoseconde à Alphanov. Les échantillons à recoat partiel sont plus fragiles à transporter d'un point de vue mécanique, et sont plus sensibles à l'humidité dans l'air, ce qui peut créer des défauts sur la fibre nue. L'idée est de conditionner l'ensemble des lasers (DBR et DFB) de la même façon. Nous décidons de les fixer sur du verre, ici une lame porte-objet de microscope, en plaçant 2 points de silicone liquide juste avant les soudures (côté extérieur au laser), et également deux morceaux de scotch pour fibre pour renforcer le maintien de la fibre sur la lame de verre (voir Fig. III.13).

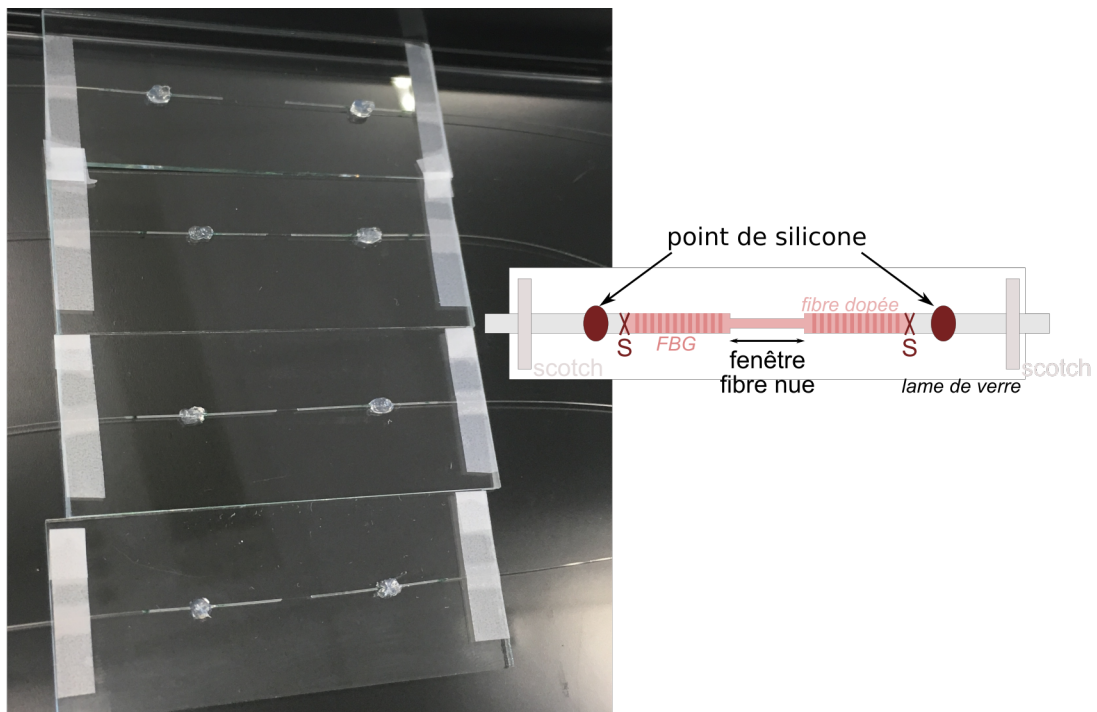


Figure III.13 – Échantillons préparés pour l'usinage. Sur le schéma à droite, les deux S indiquent l'emplacement de la soudure entre la fibre dopée et la fibre sans dopage.

Nous vérifions la présence de battement et mesurons sa fréquence le cas échéant après le conditionnement des lasers. Pour cela, nous utilisons le montage de la Fig. III.10. Les lasers sont ensuite placés dans des boîtes adaptées pour le transport des fibres. Puis, les échantillons sont protégés de l'humidité par des sacs sous vide. Le Tab. III.3 regroupe la liste des lasers préparés pour l'usinage ainsi que leurs principales caractéristiques.

SN	Type	Dopage	L (mm)	L_a (mm)	f_b (MHz)
Janv-01	DBR	Er-Yb	29	9,84	71
Janv-13	DBR	Er-Yb	22	4,26	232
Janv-09	DBR	Er-Yb	22	3,42	96
DBR-3,5G	DBR	Er-Yb	22	3,73	150
Janv-08	DBR	Er-Yb	23	5,57	229
Janv-10	DBR	Er-Yb	22	2,57	340
Janv-12	DBR	Er-Yb	21	3,26	836
122930	DFB	Er-Yb	28		430
122931	DFB	Er-Yb	28		290

Tableau III.3 – Caractéristiques principales des lasers avant l’usinage par laser femto-seconde.

2.2.2 Méthode

Nous nous sommes rendu au centre technologique Alphanov lors de deux campagnes successives, muni des lasers du Tab. III.3 et du banc de mesure du suivi du battement (représenté sur la Fig. III.10). L’objectif est d’effectuer une ablation partielle de la gaine des fibres optiques (DBR et DFB) μm par μm . De plus, nous cherchons à observer le battement *in situ*; le laser est pompé pendant la phase d’ablation et le battement est ensuite détecté avec le montage décrit précédemment (voir Fig. III.10). La Fig. III.14 (a) montre une photo du banc d’usinage des fibres à Alphanov, contrôlé par ordinateur. Après avoir soudé puis positionné le laser sur le support prévu comme sur la Fig. III.14 (b), le laser femtoseconde balaie la fibre nue orthogonalement à sa longueur, selon le schéma de la Fig. III.15.

Lors de nos premiers essais, les tests d’ablation sont réalisés avec une source infrarouge à $\lambda = 1030 \text{ nm}$, d’énergie d’environ $7 \mu\text{J}$, et de diamètre de focalisation $30 \mu\text{m}$ à la surface de la fibre. Cependant, on constate rapidement l’absence d’ablation et uniquement un effet intra-volume ayant peu d’impact sur la fréquence de battement (moins de 10 MHz après plusieurs balayages). On change alors de source laser pour un laser femtoseconde UV émettant à $\lambda = 343 \text{ nm}$. Sa puissance, son diamètre de faisceau, et sa vitesse de balayage peuvent être ajustés. La focalisation à la surface de la fibre s’effectue au début de l’usinage, elle n’est pas ajustée à chaque passage. En moyenne lors de nos mesures, le faisceau UV est focalisé sur un diamètre $\varnothing = 15 \mu\text{m}$, émet une énergie $E = 6 \mu\text{J}$ et la vitesse de balayage est fixée à $v = 75 \text{ mm/s}$. Avec ces paramètres, on ablate environ $0,6 \mu\text{m}$ de gaine par passage du faisceau UV.

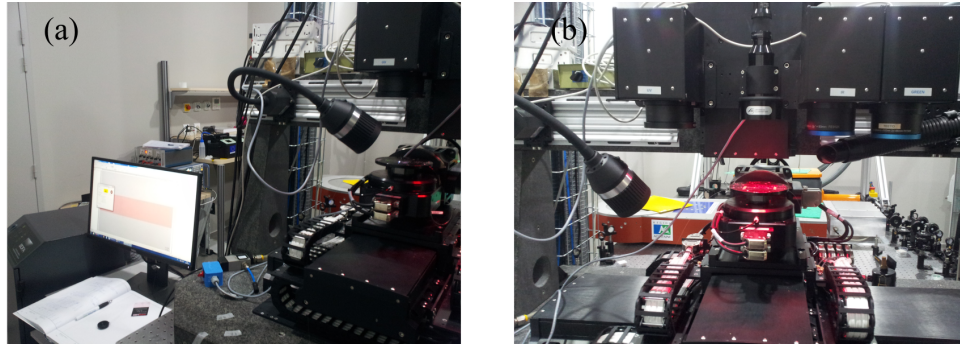


Figure III.14 – Banc d'usinage des fibres du centre technologique Alphanov. (a) Plateforme d'usinage contrôlé par ordinateur. (b) Laser conditionné pour l'ablation positionné sur le banc. La fibre est alignée avec précision grâce à la caméra, puis le support entier se déplace sous la source (UV).

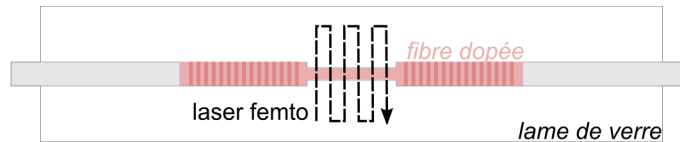


Figure III.15 – Schéma de balayage « en H » du faisceau femtoseconde. On conserve un recouvrement du faisceau de 50% lors du balayage.

2.2.3 Résultats

Dans un premier temps, nous utilisons des DBR à recoat partiel. Nous usinons sur l'ensemble de la longueur de la fibre nue (selon le schéma de balayage de la Fig. III.15). La Fig. III.16 (a) montre l'évolution de la fréquence de battement du laser *DBR-3,5G* en fonction du nombre de passage N du faisceau. On observe une modification de la fréquence de battement de l'ordre de 100 MHz entre deux passages consécutifs. À la fin de l'usinage, nous mesurons la profondeur d'ablation en utilisant un profilomètre (voir l'allure de la Fig. III.17 (a)). Dans le cas du laser *DBR-3,5G*, nous mesurons une ablation de $28 \mu\text{m}$ de gaine et une fréquence de battement de 3,48 GHz. On constate également sur la Fig. III.16 (a) que l'évolution de la fréquence de battement f_b et donc de la biréfringence Δn n'est pas monotone en fonction de N . Nous essayerons, plus loin dans cette section, d'y apporter une explication à l'aide de mesures complémentaires. On retrouve ce profil sur l'ensemble des DBR que nous avons usinés, comme le montre la Fig. III.16 (b). Elle représente l'évolution de la fréquence de battement en fonction de l'épaisseur, estimée à partir de N . Cependant, il faut tenir compte du rapport entre la longueur usinée l et la longueur séparant les deux miroirs de Bragg L_a , le rapport pouvant changer. En effet, la biréfringence est liée à la fréquence de battement par la relation : $\Delta n = n \frac{f_b L_a}{\nu}$, déduite de l'Éq. 1, où $n = 1,46$ est l'indice du milieu, et ν est la

fréquence correspondant à $\lambda = 1535,5$ nm la longueur d'onde d'émission moyenne des DBR. La Fig. III.16 (c) représente l'évolution de la biréfringence en fonction de l'épaisseur ablatée de l'ensemble des lasers usinée.

En essayant d'ablater le plus profondément possible certains de nos échantillons, nous avons systématiquement observé une cassure de la fibre ou bien une perte d'émission du battement au-delà de 35-40 μm . Pour tenter de limiter la fragilité mécanique, nous avons réalisé un balayage dit « en marche d'escalier » : nous réduisons la longueur de balayage de 20 μm à chaque extrémité de la zone usinée tous les 6 passages. Cette technique a été appliquée au laser DBR *Janv-10* (voir Fig. III.16 (b) et Fig. III.16 (c)). Cependant, elle n'a pas permis d'atteindre de plus grande profondeur e , malgré la limite moins abrupte de l'usinage.

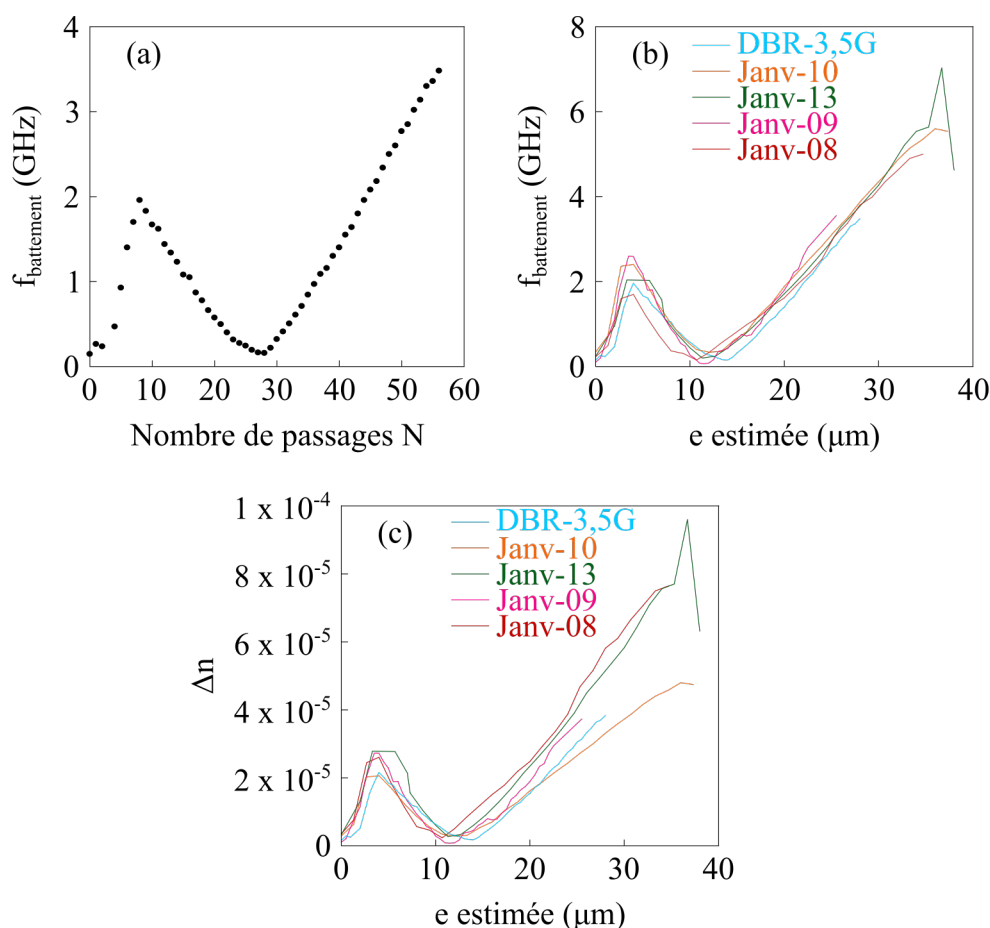


Figure III.16 – (a) Évolution de la fréquence de battement en fonction de l'épaisseur ablatée e estimée (0,6 μm par passage) du laser *DBR-3,5G*. (b) Évolution de la fréquence de battement en fonction de l'épaisseur ablatée e estimée des lasers *DBR-3,5G*, *Janv-10*, *Janv-13*, *Janv-09* et *Janv-08*. (c) Évolution de la biréfringence Δn en fonction de l'épaisseur ablatée e estimée des mêmes lasers que (b).

Remarquons que parmi les DBR à recoat partiel, nous avons aussi étudié le laser

Janv-01. Il diffère des autres DBR par sa longueur L_a qui est plus importante, de l'ordre de 9 mm. Ce laser « long » est multimode et nous avons rapidement stoppé l'usinage à $e \approx 10 \mu\text{m}$, en raison du nombre important de battements visibles à l'ESA ne permettant pas de faire un suivi correct.

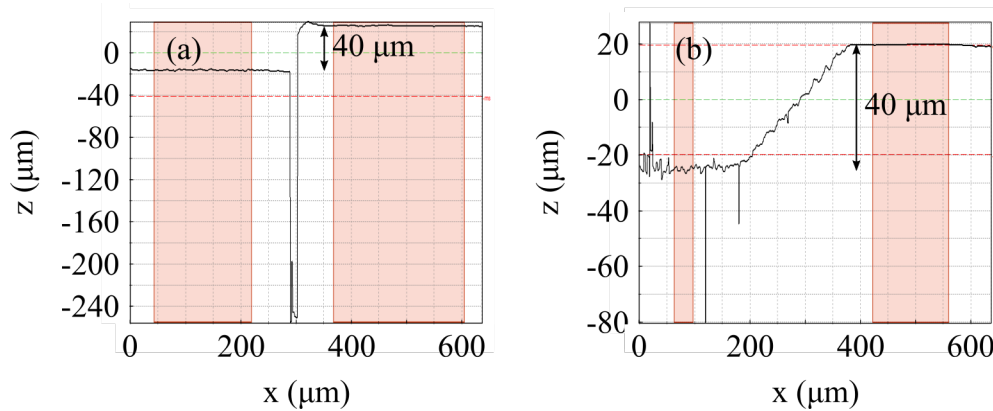


Figure III.17 – Mesures au profilomètre d'Alphanov. Permet de suivre la profondeur ablatée (axe z) le long d'une ligne parallèle à la fibre (axe x). Sur l'axe z , $0 \mu\text{m}$ représente le niveau de focalisation à la surface de la fibre. Les bandes orangées représentent des zones de moyennage d'épaisseur. Les pics de plus de $10 \mu\text{m}$ sont des pics parasites dus au profilomètre. (a) Profil du *Janv-13*. (b) Profil du *Janv-10*, avec un balayage en « marche d'escalier ».

Ensuite, nous avons repris l'étude du laser *Janv-12*, ayant précédemment subi un traitement post-UV et augmentant sa fréquence de battement de 170 MHz à 1,2 GHz. Ce laser étant entièrement protégé par le *recoat*, on usine d'abord la gaine sur une longueur de 1 cm puis la fibre nue sur 1 mm afin de se garder une marge d'erreur quant à la position des réseaux de Bragg. La Fig. III.18 montre qu'on retrouve également pour ce laser une évolution non monotone de la fréquence de battement. On usine jusqu'à la perte d'émission laser, soit dans ce cas jusqu'à une profondeur de $30 \mu\text{m}$ mesurée au profilomètre.

Enfin, nous nous sommes intéressés à l'ablation de deux DFB. Nous avons usiné la gaine protectrice sur l'ensemble du réseau de Bragg soit sur environ 3 cm. Puis, le laser femtoseconde a balayé la fibre nue sur cette même longueur mais au bout de $2\text{-}4 \mu\text{m}$ d'épaisseur ablatée, nous n'observons plus de battement.

2.2.4 Discussion

Ainsi, tout comme la technique d'insolation, l'usinage laser permet de suivre en continu l'évolution de la fréquence de battement. Sur plusieurs échantillons, nous avons pu constater une augmentation de la fréquence de battement jusqu'à environ

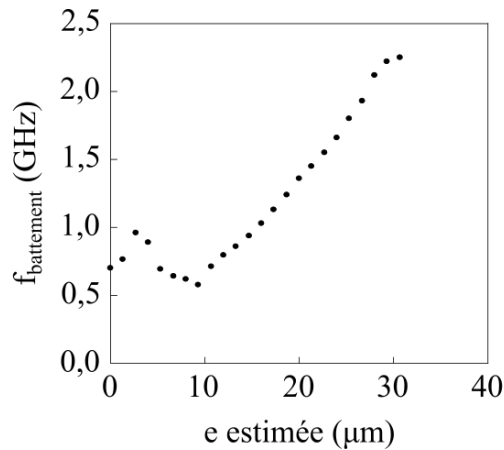


Figure III.18 – (a) Évolution de la fréquence de battement en fonction de l'épaisseur ablatée e estimée du laser *Janv-12*.

6 GHz en ablatant jusqu'à quelques micromètres du cœur. Cette technique est reproductible et montre de bons résultats, mais elle fragilise également fortement la structure mécanique. De plus, nous avons observé que suite à la photo-ablation le rendement des lasers avait diminué. Pour comprendre l'effet du laser femtoseconde sur nos lasers, il serait intéressant de rapprocher ses résultats d'une étude de la mécanique des fibres. Une telle étude sort du cadre de cette thèse, mais suite à des discussions avec des collègues de l'Institut de Physique de Rennes (IPR), nous avons effectué des observations plus poussées. Nous avons caractérisé les lasers *Janv-09* et *Janv-13* au microscope électronique à balayage (MEB) en utilisant la plateforme CMEBA² de l'Université de Rennes 1. Ces deux fibres avaient été cassées lors de l'usinage, et nous avons pu examiner les surfaces de rupture après les avoir métallisées. La Fig. III.19 (a) permet de distinguer clairement le tronçon de fibre nue par rapport à la fibre usinée. La Fig. III.19 (b) nous permet de mieux observer l'état de surface de l'extrémité de la fibre. À partir du diamètre de la fibre usinée, on retrouve la profondeur d'ablation mesurée au profilomètre à Alphanov qui était de l'ordre de 40 μm . On distingue également des fractures dans le verre du côté de l'ablation sur une profondeur de l'ordre de 20 μm et qui atteignent le cœur, ici visible (Fig. III.19 (b)). L'allure de ces fissures laisse supposer qu'elles se sont formées lentement, c'est-à-dire au fur et à mesure de l'ablation. Elles pourraient nous renseigner sur le tenseur de contrainte. De plus, la fibre n'a pas subi de recuit et est sensible à l'humidité de l'air ce qui facilite les cassures dans la silice. L'Annexe C rassemble des photos supplémentaires prises au MEB des lasers *Janv-13* et *Janv-09*.

Nous explorons dans la partie suivante une méthode différente, qui n'implique pas de modification irréversible de la biréfringence et qui pourrait permettre une grande

2. Centre de Microscopie à Balayage et microAnalyse

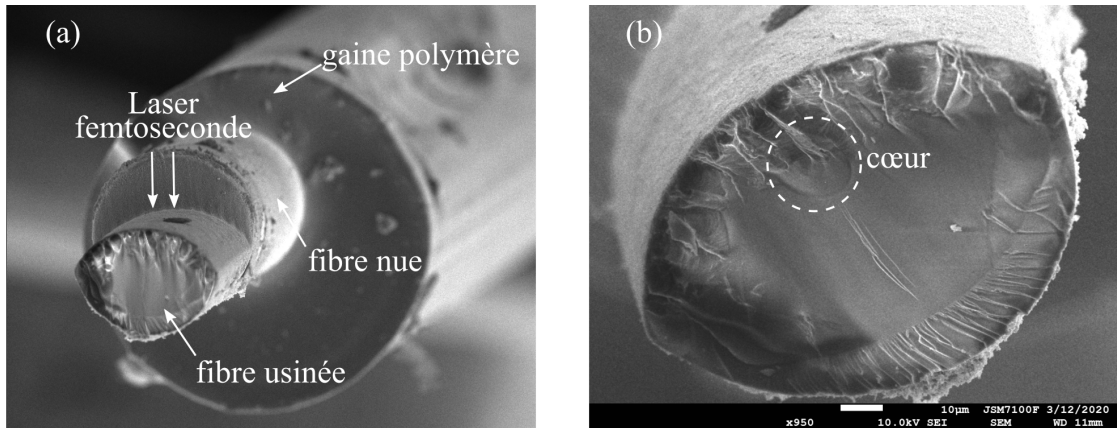


Figure III.19 – Photos prises au MEB du laser *Janv-13*. (a) Vue globale de la fibre. (b) Zoom sur la surface de rupture.

accordabilité du battement sur plusieurs GHz.

3 Modification réversible de la biréfringence : compression

De récents travaux [Guan09b; Yuan15] montrent qu'en comprimant un laser bifréquence fibré, on observe une forte modification de la biréfringence. Dans [Yuan15], on constate même une accordabilité du battement d'un DBR dopé Er de 323 MHz jusqu'à environ 15 GHz. Au vu de ces résultats, nous avons souhaité appliquer cette technique de compression à nos lasers DBR co-dopés Er-Yb, afin d'accroître leur biréfringence. Il s'agit des DBR 132220 et 132221, ayant respectivement une fréquence de battement de l'ordre de 90 MHz et 420 MHz. Leurs caractéristiques principales sont rassemblées dans l'Annexe A.

3.1 Méthode

Le principe est simple, nous plaçons l'échantillon laser entre deux plaques, et nous appuyons sur la plaque supérieure pour provoquer une biréfringence de contrainte par effet élasto-optique, centrée sur la partie active du DBR. Dans un premier temps, nous posons simplement des masses calibrées sur la plaque du dessus. Puis dans un second temps, nous appliquons une contrainte grâce à un actionneur piezo-électrique, comme le montre la Fig. III.20.

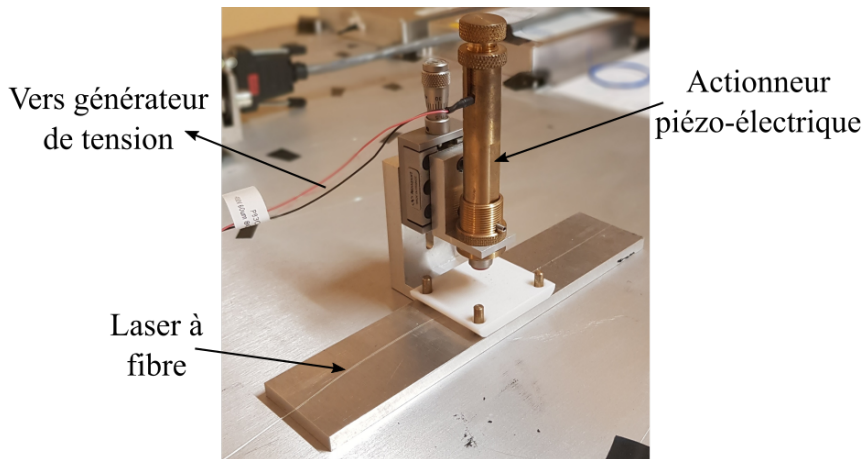


Figure III.20 – Montage expérimental. La plaque inférieure est en aluminium, et celle supérieure est soit en téflon, soit en aluminium. L'actionneur piézo-électrique est alimenté par un générateur de tension, et est tenu par une platine de translation afin de choisir manuellement la compression à tension nulle.

3.2 Modèle théorique simple

Lorsque la fibre est soumise à une contrainte σ , la déformation ϵ de la fibre est donnée par $\sigma = E\epsilon$, où E est le module d'Young. Nous considérerons pour ce modèle, une simple relation scalaire (contrainte et déformation uni-axiales). Par effet élasto-optique, la biréfringence induite est donnée par la relation suivante [Saleh19] :

$$\Delta n = n_y - n_x = \frac{n^3}{2}(p_{12} - p_{11})d_x \quad (\text{III.1})$$

où les constantes p_{11} et p_{12} sont les éléments du tenseur élasto-optique, et d_x la déformation dans la direction x ($d_x = \epsilon$). La fréquence de battement $\Delta\nu$ étant lié à la biréfringence par $\Delta\nu = \frac{\nu}{n}\Delta n$, on peut donc prédire la sensibilité de la fréquence de battement à une contrainte appliquée par :

$$\frac{\Delta\nu}{\sigma} = \nu \frac{n^2(p_{12} - p_{11})}{2E}. \quad (\text{III.2})$$

Pour la silice *bulk*, $E = 70$ GPa. Dans notre cas d'une fibre de silice, nous utiliserons le module d'Young de la silice bulk. Par ailleurs, pour ce même matériau, les valeurs standard des coefficients sont : $p_{11} = 0,12$, $p_{12} = 0,27$ et $n = 1,46$. Nous considérons ici $\nu = 195$ THz, correspondant à $\lambda = 1535$ nm, par rapport à la longueur d'onde d'émission de nos lasers DBR fibrés. On trouve alors :

$$\frac{\Delta\nu}{\sigma} = 0,45 \text{ kHz/Pa.} \quad (\text{III.3})$$

Dans le cas des masses calibrées utilisées ci-après, la contrainte est simplement donnée par le poids :

$$\sigma = \frac{F}{S} = \frac{mg}{S}, \quad (\text{III.4})$$

où S est la surface de contact. On considère grossièrement que S est un ruban dont la longueur est celle de la plaque supérieure du montage, et de largeur le rayon de la fibre. En combinant les Éq. III.2 et Éq. III.4, on écrit la sensibilité au poids :

$$\frac{\Delta\nu}{m} = \nu \frac{n^2(p_{12} - p_{11})g}{2ES}. \quad (\text{III.5})$$

Pour une surface $S = 100 \mu\text{m} \times 4,5 \text{ cm}$, avec $g = 9,81 \text{ N/kg}$, la valeur numérique estimée est alors de

$$\frac{\Delta\nu}{m} = 0,97 \text{ MHz/g.} \quad (\text{III.6})$$

Dans le cas d'un actionneur piézo-électrique, on sait que les forces appliquées peuvent être de plusieurs dizaines de Newton. Ainsi, si on suppose par exemple une force appliquée de 100 N, la réponse du battement laser doit être $\Delta\nu \simeq 10 \text{ GHz}$. Ce modèle simplifié est unidimensionnel et ne tient pas compte des déformations transverses de la fibre.

3.3 Résultats

Tout d'abord, nous observons la réponse du battement lorsque l'on augmente progressivement la charge sur le laser. Elle est constituée de masses calibrées, d'environ 20 g à 520 g, que l'on positionne au centre de la plaque supérieure en téflon du dispositif. La Fig. III.21 montre l'évolution du décalage en fréquence $f - f_b$ pour le laser 132220. La pente mesurée est de 2,1 MHz/g. Cette valeur est en bon accord avec la valeur théorique, d'environ 0,97 MHz/g, compte tenu des incertitudes liées à la surface de contact mais aussi à l'estimation du module d'Young [Chean10]. On observe ainsi une modification conséquente de la biréfringence du laser DBR et afin d'appliquer une plus grande force sur la fibre, nous remplaçons l'action des masses calibrées par celle d'un actionneur piézo-électrique.

Dans un premier temps, on utilise la platine de translation manuelle de l'action-

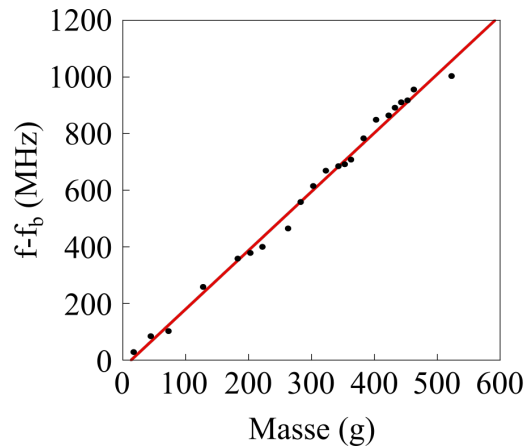


Figure III.21 – Évolution du décalage de la fréquence de battement du DBR 132220 en fonction de la masse appliquée. La pente est de 2,1 MHz/g.

neur pour comprimer la fibre, et vérifier l'accordabilité de la fréquence de battement sur une large plage de fréquence. On observe alors que le battement est continûment accordable jusqu'à plus de 13 GHz, limite de l'ESA utilisé. On s'aperçoit également que l'amplitude du battement est peu affectée.

Dans un second temps, nous effectuons un ajustement électrique de la fréquence de battement, via l'actionneur piézo-électrique. La plage de tension accessible est d'environ 50 V. Nous choisissons donc manuellement un point de fonctionnement à 0 V, puis augmentons la tension. Ce procédé fonctionne très bien, comme le montre la Fig. III.22, où les points de fonctionnement sont successivement voisins de 2, 3, 4, 5, 6, et 7 GHz. On constate que les pentes varient en fonction de la contrainte manuelle initiale. Il est donc possible de choisir la fréquence de battement d'un laser DBR bi-polarisation dans une gamme de fréquence [0-10 GHz], voire plus.

Enfin, nous explorons la stabilité de la fréquence de battement sous forte compression, afin d'estimer les possibilités de réaliser une PLL à haute fréquence. Il apparaît des effets de relaxations mécaniques : tout d'abord une relaxation lente liée à la réaction des matériaux, la fibre et les socles, qui font que la fréquence de battement diminue lentement après avoir choisi un point de fonctionnement. La Fig. III.23 montre notamment une dérive du battement de plus de 50 MHz en 40 minutes, avec une puissance constante à 1 dBm près. Une optimisation du montage mécanique est nécessaire pour réduire cette dérive. D'autre part, nous avons également observé une sensibilité accrue aux bruits environnementaux lorsque le laser est sous contrainte.

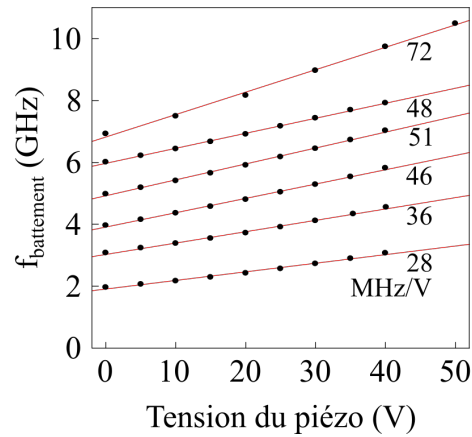


Figure III.22 – Évolution de la fréquence de battement du DBR 132221 en fonction de la tension appliquée à l'actionneur piézo-électrique. Pour chaque trace, on a choisi à 0 V une contrainte manuelle initiale différente. On peut balayer continûment toute la gamme [0,5-10 GHz].

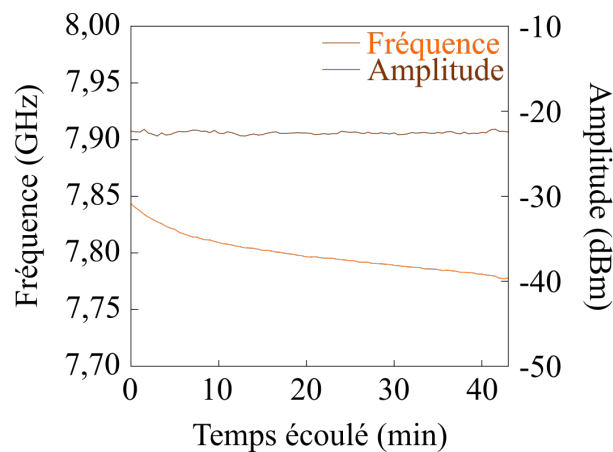


Figure III.23 – Relaxation lente de la fréquence de battement du DBR 132221 après avoir fixé un point de fonctionnement, ici à $f_b = 7,85$ GHz.

3.4 Discussion

Nous avons réussi à comprimer la partie active d'un DBR, entraînant ainsi une modification de la biréfringence. En accord avec la littérature, nous avons observé une augmentation de la fréquence de battement, d'environ 400 MHz à plus de 10 GHz. Entre la compression manuelle et l'action du piézo-électrique, le battement a une très grande accordabilité et conserve une puissance constante. Cependant, on observe une relaxation lente du battement comprimé qui entrave la mise en place des méthodes de stabilisation abordées dans les Chapitres I et II.

4 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord réussi à réaliser une liaison opto-hyperfréquence en collaboration avec l'IETR. Le signal de la porteuse à 1,4 GHz était porté par un laser à fibre DFB asservi selon la méthode abordée dans le Chapitre I, à savoir par boucle à verrouillage de phase. Cette expérience est un exemple concret d'application des lasers à fibre bifréquences bipolarisations stabilisés. Nous nous sommes ensuite intéressés à différentes méthodes pour accroître l'anisotropie de fibre des lasers DBR. Ainsi, nous avons d'abord exploré une méthode de post-traitement par illumination de la zone active inter-Bragg par le faisceau UV de photo-inscription. Nous observons une augmentation d'un facteur dix de la biréfringence, passant typiquement d'une fréquence de battement de l'ordre de 160 MHz à environ 1,6 GHz pour les lasers co-dopés Er-Yb. Ces résultats sont plus faibles que ceux déjà obtenus dans la littérature, mais il faut notamment tenir compte de la composition des fibres. Ensuite, nous avons fait le choix d'explorer l'impact d'un usinage de la gaine en utilisant un laser UV femtoseconde à 343 nm. La précision de cette technique permet de réduire de 40 μm le diamètre de la partie active, entraînant une forte augmentation de la biréfringence et ainsi une fréquence de battement jusqu'à 6 GHz. Enfin, nous avons montré non seulement une augmentation de l'anisotropie mais également une large accordabilité en comprimant la fibre. Bien que pour cette dernière méthode, des problèmes de dérives sont observés, les techniques de post-traitement n'ont pas modifié la stabilité des lasers et sont donc compatibles avec des méthodes de stabilisation, comme la PLL ou la FSF.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Nous nous sommes concentrés sur l'étude de lasers à fibre bifréquences bipolarisations, de type DFB ou DBR. Ces lasers pourraient être des sources optiques intéressantes dans le domaine de la photonique microonde, à condition de répondre aux besoins des applications en terme de fréquence et de stabilité du battement. Dans cette optique, l'objectif de la thèse a d'abord été de stabiliser le battement de lasers à fibre, puis d'explorer différentes techniques pour modifier la biréfringence de la fibre et ainsi accroître la fréquence de battement.

Tout d'abord, nous avons caractérisé précisément des lasers à fibres bifréquences bipolarisations, fabriqués par l'entreprise iXblue Photonics à Lannion. Ce sont des sources à $1,5 \mu\text{m}$, de type DFB ou DBR, soit dopés Er soit co-dopés Er-Yb. De quelques centimètres de long, leur biréfringence après photo-inscription des réseaux de Bragg est de l'ordre de 10^{-5} pour les DFB et de 10^{-6} pour les DBR impliquant, respectivement, une fréquence de battement d'environ 1 GHz et de 100 MHz. Quelle que soit leur architecture, le battement de ces lasers présente typiquement une largeur spectrale d'environ 3 kHz et une dérive non négligeable malgré la stabilité naturelle des lasers à fibre. Le battement présente aussi une accordabilité en fonction de la température et de la puissance de pompe. À partir de ces observations, nous avons pu mettre en place deux différentes méthodes de stabilisations robustes du battement, détaillées dans les Chapitres I et II de cette thèse.

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à la méthode de stabilisation par boucle à verrouillage de phase afin d'asservir la fréquence de battement sur une fréquence de référence. En exploitant l'accordabilité des lasers en fonction de la puissance de pompe, nous nous sommes d'abord servis de la diode de pompe comme actuateur. Un filtre de boucle a été mis en place et adapté selon le laser à asservir. Cette méthode a été concluante puisque nous avons pu stabiliser plusieurs lasers DFB ayant des fréquences de battements comprises entre 300 MHz et 10 GHz. Nous avons observé une réduction de la largeur spectrale du battement à la limite de résolution de notre analyseur de spectre électrique, soit 1 Hz. Dans les conditions typiques de travail en laboratoire, le battement peut se maintenir verrouillé sur la fréquence de référence

pendant plusieurs jours. Nous avons également mesuré le bruit de phase du laser asservi, et avons pu quantifier l'impact de la PLL en le comparant au bruit de phase du laser libre. Nous avons réussi à calculer ce dernier à partir des mesures de la fonction de transfert et du bruit de phase du laser stabilisé. Néanmoins, utiliser la diode de pompe comme actuateur implique des fluctuations de puissance du battement. C'est pourquoi, nous nous sommes ensuite intéressés à une diode de contrôle comme actuateur. Cette dernière émet à 1064 nm et n'est pas absorbée par les ions erbium du dopage de nos lasers à fibre bifréquences. Nous avons observé que la puissance de sortie de cette diode pouvait modifier l'indice de réfraction dans le milieu actif, par effet Kerr optique dans la fibre. Cependant, en caractérisant plus précisément l'effet de cette diode sur la fréquence de battement, nous avons constaté que plusieurs effets étaient en compétition, nuisant ainsi à la réalisation d'une stabilisation du battement par PLL.

Dans un second temps, nous nous sommes consacrés à l'étude d'une autre méthode de stabilisation, cette fois-ci par réinjection optique décalée en fréquence. Cette méthode tout optique, ne nécessite pas d'adapter le montage selon le laser à stabiliser, tant que la fréquence de battement appartient à la bande passante du modulateur électro-optique. Ainsi, après s'être assuré de la bonne séparation des polarisations en entrée de boucle de réinjection, nous avons pu aussi bien stabiliser un DFB ayant un battement à 1 GHz, qu'un DBR à 3,5 GHz. Comme pour la méthode par PLL, nous avons observé une réduction de la largeur spectrale de 3 kHz à 1 Hz et un maintien de la stabilisation sur plusieurs heures, une fois le battement verrouillé sur la fréquence de référence. Pour le même laser DFB ayant un battement proche de 1 GHz, nous avons également mesuré un bruit de phase de -80 dBc/Hz à 1 kHz de la porteuse avec la méthode par FSF. Un modèle théorique basé sur le modèle des équations-bilan couplées, a été adapté aux paramètres de ce laser DFB fibré à 1 GHz. Les résultats de cette étude sont en accord avec les observations expérimentales, et l'on retrouve même l'existence du régime d'instabilité au sein de la plage d'accrochage pour des taux de pompage élevés et pour des désaccords positifs. Ce régime particulier s'explique notamment par deux paramètres cruciaux : un coefficient de phase-amplitude non nul, d'environ $\alpha = 1$, et la prise en compte du retard τ lié à la longueur de la boucle de réinjection. La stabilisation par FSF sur une référence externe s'avère ainsi efficace avec un modèle théorique fiable. Par la suite, nous avons voulu nous appuyer sur cette méthode mais en étant indépendant de la référence externe. Nous avons donc repris le principe de la boucle de réinjection hybride [Vallet16], qui associe la FSF à une ligne de retard, mais appliqué aux lasers à fibre. En la mettant en place pour des battements à 1 GHz et 3,5 GHz, on observe une réduction de la largeur de battement d'un facteur 10 en insérant une ligne à retard de 5 km. On constate également une réduction du bruit de phase de 20 dB à 10 kHz de la porteuse, ainsi qu'une meilleure stabilité par rapport

aux perturbations extérieures.

Après nous être intéressés à la stabilisation du battement des lasers à fibre bifréquences, nous avons pu démontrer le potentiel de ces lasers à travers une collaboration avec l'IETR. En effet, nous avons réalisé une transmission opto-hyperfréquence, en utilisant un laser à fibre stabilisé comme source optique, et un système d'antennes transparentes pour l'émission et la réception du signal. Le laser choisi est un laser DFB ayant un battement proche de 1,4 GHz, stabilisé par PLL. Le signal a pu être transmis sur 1 m mais reste une simple démonstration de principe. Pour développer les futurs réseaux de communications 5G, il faut utiliser des porteuses optiques à des fréquences plus élevées. C'est pourquoi, au cours du Chapitre III, nous avons exploré différentes pistes pour accroître la fréquence de battement. Pour chacune d'entre elles, nous avons restreint la zone de traitement à la partie active entre les deux réseaux de Bragg de lasers DBR fibrés. Nous nous sommes d'abord intéressés à l'effet d'un laser UV de même longueur d'onde que celle pour la photo-inscription d'un réseau de Bragg. Ce protocole a pu être mis en place chez iXblue Photonics, et nous a permis de suivre en continu l'évolution de la fréquence de battement en fonction du nombre d'impulsions. On a constaté une augmentation de la biréfringence, modifiant ainsi la fréquence de battement de DBR de l'ordre de 100 MHz jusqu'à une saturation vers 1,2 GHz. Ensuite, nous nous sommes intéressés à la technique d'usinage par laser femtoseconde UV, réalisée au centre technologique Alphanov. Lors de campagnes de mesures, nous avons réalisé une ablation partielle de la zone active sur plusieurs échantillons. Nous avons pu suivre en continu l'évolution du battement, avec une précision de l'épaisseur usinée de l'ordre du micromètre. Nous avons ainsi pu usiner jusqu'à environ 40 μm de profondeur, entraînant une fréquence de battement jusqu'à 6 GHz. Enfin, nous nous sommes intéressés à une méthode de modification réversible de la biréfringence, par effet élasto-optique. La compression de la partie active du DBR montre qu'une large accordabilité du battement est possible, autorisant une gamme de fréquence comprise entre 100 MHz et environ 10 GHz. Cependant, on observe une sensibilité accrue aux bruits environnementaux ainsi que des effets de relaxations mécaniques. La nouvelle stabilité de la fibre, lorsqu'elle est sous contrainte, empêche alors la mise en place d'une méthode de stabilisation comme la PLL ou la FSF, à l'inverse de l'insolation ou de l'usinage qui n'ont pas de tels impacts.

Pour la suite de ces travaux de thèse, plusieurs axes de recherches peuvent être développés. Tout d'abord, il pourrait être intéressant d'approfondir l'étude des lasers usinés lors de nos campagne à Alphanov. Pour cela, des mesures de spectroscopie Raman sont en cours pour analyser la composition du verre selon la profondeur de la fibre. Ces analyses pourraient permettre de comprendre l'allure non-uniforme de l'évolution du battement en fonction de l'épaisseur usiné. Des discussions sont aussi en cours

avec le département Mécanique et Verres de l'IPR pour caractériser les contraintes dans la fibre usinée. Ensuite, de nouveaux échanges avec l'IETR devraient avoir lieu afin d'adapter le système de transmission opto-hyperfréquence à des fréquences plus élevées. L'objectif est de réaliser une démonstration de radio-sur-fibre à une fréquence appartenant à la bande 5G. La fréquence concernée la plus abordable est à 3,5 GHz et a déjà été obtenu sur des DBR par usinage femtoseconde mais également par compression de la fibre. Dans l'optique de travailler sur des fréquences de battement plus importantes, nous pourrions continuer l'étude de l'accordabilité de la fréquence de battement de DBR par la pression élasto-optique. Il faudrait notamment modifier le montage pour réduire les relaxations mécaniques. Enfin, concernant la stabilisation du battement sur lui-même, par la méthode hybride abordée au Chapitre II, il serait intéressant d'isoler thermiquement le système entier et particulièrement la ligne à retard de plusieurs kilomètres afin de gagner en stabilité.

Pour conclure, nous avons réalisé une étude détaillée sur la stabilisation et la montée en fréquence de lasers à fibre bifréquences. Notons que les principes de stabilisation démontrés ici sont transposables à d'autres lasers à fibre, de dopage différents (ytterbium, thulium, etc) et émettant ainsi à d'autres longueurs d'onde. En plus d'utilisations dans les réseaux de communications, la sensibilité de ces lasers en font des capteurs potentiels dans des domaines variés [Liu16; Lyu16; Zhang17]. Nous espérons avoir convaincu de l'intérêt de ces travaux, et de leurs possibles débouchés vers des applications.

ANNEXES

A Caractéristiques des lasers à fibres utilisés

Le but de cette annexe est de lister l'ensemble des lasers mentionnés dans le manuscrit ainsi que leurs principales caractéristiques. On distingue ici les lasers DFB des lasers DBR.

A . 1 Lasers DFB

Le Tab. 4 rassemble des caractéristiques du réseau de Bragg des DFB, fournies par iXblue Photonics. Notons que SN est le numéro de série des lasers, L_{eff} est la longueur effective du DFB, κ moyen correspond à la force moyenne du réseau, et R_1 et R_2 sont les coefficients de réflexion en intensité des miroirs.

Le Tab. 5 résume les caractéristiques principales mesurées au laboratoire de ces DFB. λ est la longueur d'onde moyenne d'émission, f_b est l'ordre de grandeur de la fréquence de battement, P est la puissance mesurée en sortie contra-propagante, i est le courant de pompe et T la température du laser.

A . 2 Lasers DBR

Le Tab. 6 suivant liste les caractéristiques des réseaux de Bragg des DBR, fournies par iXblue Photonics. L_a représente la longueur séparant les deux réseaux de Bragg.

Enfin, le Tab. 7 ci-dessous précise le type de post-traitement subi par ces lasers (voir Chapitre III, insolation, usinage ou compression) ainsi que la fréquence de battement avant f_{av} et après f_{ap} celui-ci (avant perte du signal). Dans le cas de la compression, la fréquence f_{ap} n'est pas indiquée puisque la modification de la biréfringence n'est pas définitive.

Nom dans l'étude	SN	Dopage	Dia- mètre de la fibre Ø (μm)	Lon- gueur DFB (mm)	L_{eff} (mm)	κ moyen (m^{-1})	R_1/R_2 (dB)
DFB-1G	122927	Er	80	30,5	2,6	390	57/34
DFB-1G-bis	#587	Er	80	33	2,1	482	72/54
DFB-1,4G	122925	Er	125	43,2	3,5	255	54/30
DFB-10G	122924	Er	125	41,3	3,3	275	59/28
DFB-300M	122932	Er-Yb	125	28	2,8	362	43/32
122930	122930	Er-Yb	125	28	2,9	343	41/30
122931	122931	Er-Yb	125	28	2,7	368	44/33

Tableau 4 – Caractéristiques des lasers DFB.

	λ (nm)	f_b (GHz)	P (μW)	$f_b = f(i)$ (MHz/mA)	$f_b = f(T)$ (MHz/ $^{\circ}\text{C}$)	Dérive (MHz/h)
DFB-1G	1547,3	1,0	100	0,007	non mono- tone	1,0
DFB-1G-bis	1547	1,0	65	-0,0055	0,7	0,25
DFB-1,4G	1532	1,4	150	0,05	0,9	1,2
DFB-10G	1533	10,2	270	-0,5	-27	66
DFB-300M	1548	300	7000	0,05	0,08	0,76
122930	1548	430	9900	0,0037	0,1	0,08
122931	1548	290	7500	0,052	0,2	0,24

Tableau 5 – Caractéristiques optiques des lasers DFB.

Nom dans l'étude	SN	Dopage	Diamètre de la fibre \varnothing (μm)	Longueur de fibre dopée (mm)	L_a (mm)
Janv-02	Janv-02	Er-Yb	125	30	9,0
Janv-12	Janv-12	Er-Yb	125	21	3,3
#7-fev	#7-fev	Er	125	22	<2
Janv-01	Janv-01	Er-Yb	125	29	9,8
Janv-13	Janv-13	Er-Yb	125	22	4,3
Janv-09	Janv-09	Er-Yb	125	22	3,4
DBR-3,5G	Janv-11	Er-Yb	125	22	3,7
Janv-08	Janv-08	Er-Yb	125	23	5,6
Janv-10	Janv-10	Er-Yb	125	22	2,6
132220	132220	Er-Yb	125	30	9,0
132221	132221	Er-Yb	125	22	1,0

Tableau 6 – Caractéristiques des lasers DBR.

	f_{av} (MHz)	Post-traitement	f_{ap} (GHz)
Janv-02	160	insolation	1,4
Janv-12	177	insolation + usinage	2,3
#7-fev	/	insolation	2,7
Janv-01	71	usinage	multimodes ($f = 3,0, 4,0$ et $6,9$)
Janv-13	232	usinage	4,6
Janv-09	96	usinage	5,2
DBR-3,5G	150	usinage	3,5
Janv-08	229	usinage	5,0
Janv-10	340	usinage	5,5
132220	90	compression	/
132221	420	compression	/

Tableau 7 – Post-traitement des lasers DBR.

B Résultats de la boucle FSF en sortie co-propagante du laser *DFB-1G*

Cette annexe est consacrée à la présentation des résultats de la stabilisation du laser *DFB-1G* par la méthode FSF lorsque la boucle de réinjection est placée en sortie co-propagante du laser *DFB-1G*, comme le montre la Fig. 24. Le laser est pompé à 980 nm. La boucle est précédée d'un contrôleur de polarisation, puis d'un coupleur WDM pour éliminer la pompe résiduelle. La boucle est constituée de fibre PM. Un séparateur de polarisation PBS sépare les deux modes de fréquences ν_x et ν_y . Un isolateur optique supprime l'un des deux modes contra-propageant, par exemple ν_y . Un amplificateur EDFA permet de contrôler la puissance réinjectée. Un modulateur électro-optique piloté à la fréquence f_{LO} génère deux bandes latérales à $\nu_x \pm f_{LO}$. La longueur optique totale de la boucle est de 12 m. La puissance de sortie du laser sur la sortie co-propagante est égale à $44 \mu\text{W}$ pour une puissance de pompe de 136 mW.

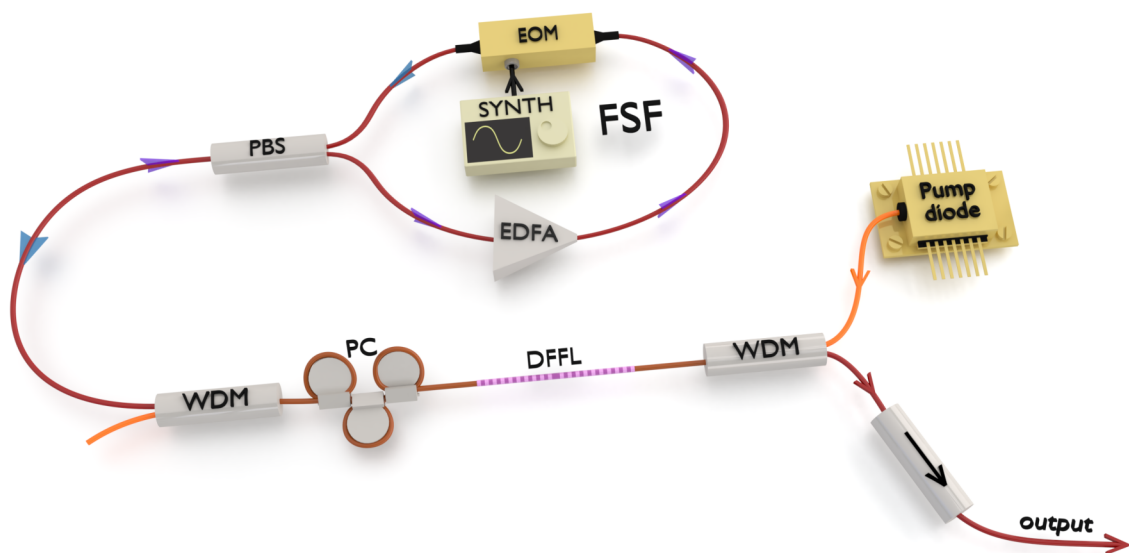


Figure 24 – Montage FSF. DFLL : laser à fibre bifréquence; WDM : coupleur pompe-signal; PC : contrôleur de polarisation; PBS : séparateur de polarisation; EDFA : amplificateur fibré dopé Erbium; EOM : modulateur électro-optique.

Dans ces conditions, nous arrivons à stabiliser le battement du laser *DFB-1G*. Pour mesurer la plage d'accrochage du battement, nous enregistrons des spectrogrammes comme celui de la Fig. 25 (a). Nous effectuons un balayage en fréquence avec le synthétiseur autour de la fréquence de battement du laser f_b à un courant de pompe donné et pour différentes valeurs de courant de l'EDFA. Chaque spectre électrique est alors représenté par une ligne où les puissances spectrales sont codées en fausses couleurs. Les fréquences de relaxations sont aussi visibles. Lorsque la fréquence du

synthétiseur f_{LO} est suffisamment proche de f_b le laser est verrouillé. La Fig. 25 (b) représente un spectre électrique extrait du spectrogramme de la Fig. 25 (a) pendant l'accrochage. La Fig. 25 (c) montre l'évolution de la plage d'accrochage en fonction du gain de l'EDFA. Elle est d'autant plus importante que le coefficient de réinjection est grand mais ne dépasse pas 130 kHz.

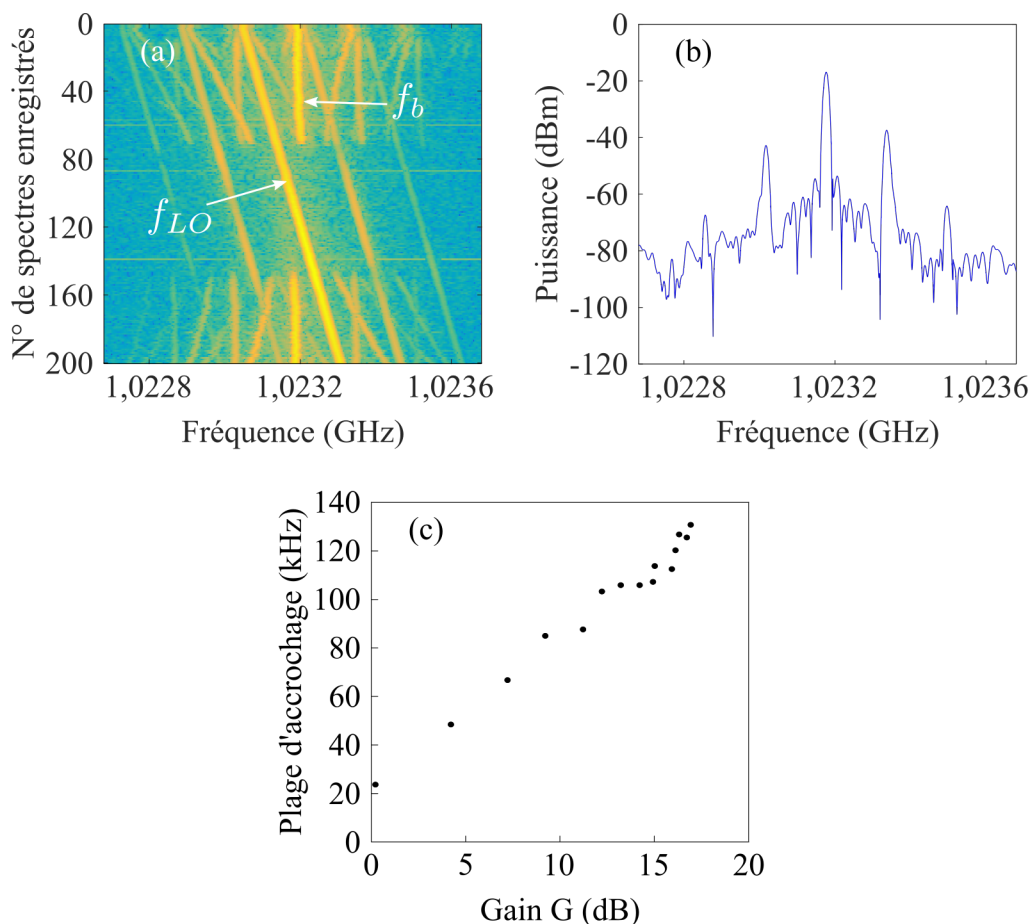


Figure 25 – Étude du laser *DFB-1G* avec $P_{pompe} = 25$ mW. (a) Spectrogramme enregistré pour $G = 16$ dB. Span 1 MHz. (b) Spectre électrique extrait de (a) correspondant au régime verrouillé. On observe un écart de 20 dB entre le battement et les fréquences de relaxations. (c) Évolution de la plage d'accrochage en fonction du gain de l'EDFA G .

Comme développé dans le Chapitre II, nous avons placé par la suite, la boucle de réinjection en sortie contra-propagante du laser, pour augmenter la puissance de réinjection et ainsi accroître la stabilité du système et la largeur de la plage d'accrochage.

C Observations au MEB de deux lasers DBR usinés

Nous présentons les photos prises au microscope électronique à balayage (MEB) des lasers DBR *Janv-09* et *Janv-13*. Ces lasers ont été usinés par laser femtoseconde à Alphanov jusqu'à la rupture de la fibre. Nous observons ici les deux tronçons de fibre de chacun des deux DBR. La description des échantillons est faite au Chapitre III.

C.1 DBR *Janv-13*

La Fig. 26 (a) montre la surface de rupture du laser étudié. Cette photo révèle la qualité de l'usinage. En effet, la séparation entre la fibre nue et la fibre usinée est nette et régulière. Le cœur de la fibre est visible. Il se situe proche de la surface usinée et des fractures du verre dues au profil de contraintes. Nous mesurons approximativement le diamètre de la fibre : $\varnothing \approx 85 \mu\text{m}$. Avant l'usinage, le diamètre étant de $125 \mu\text{m}$, on en déduit une profondeur d'ablation de $40 \mu\text{m}$. Cette valeur est en accord avec la mesure réalisée sur la Fig. 26 (b). De plus, nous avons également mesuré $40 \mu\text{m}$ de profondeur avec le profilomètre à Alphanov.

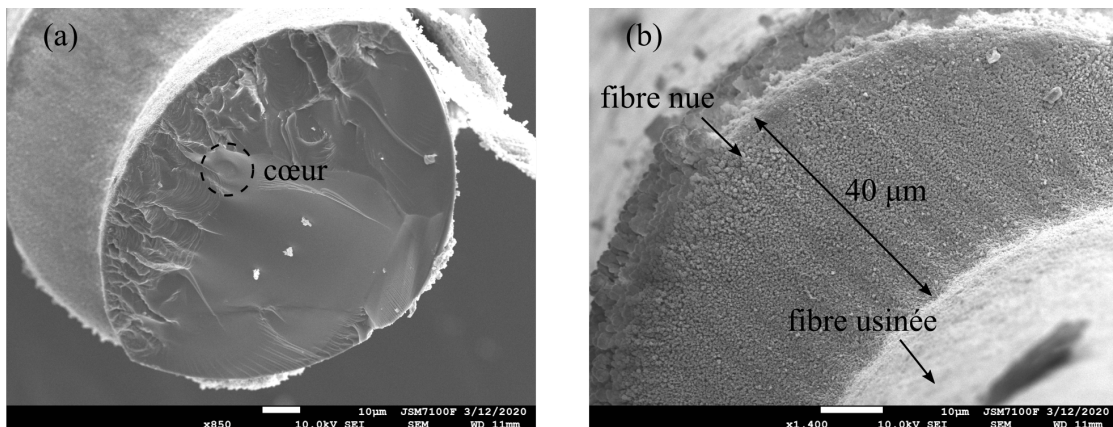


Figure 26 – Laser DBR *Janv-13* usiné. (a) Surface de rupture du tronçon de fibre usinée. (b) Zoom sur l'interface fibre nue / fibre usinée.

C.2 DBR *Janv-09*

On observe sur la Fig. 27 (a) une vue globale de la fibre. La différence de diamètre entre la fibre nue et la fibre usinée est clairement visible. La coupe de la Fig. 27 (b) n'est pas parfaitement perpendiculaire à la caméra mais nous permet de mesurer approximativement le diamètre de la fibre : $\varnothing \approx 92 \mu\text{m}$. Avant l'usinage, le diamètre étant de $125 \mu\text{m}$, on en déduit une profondeur d'ablation de $33 \mu\text{m}$. Cette valeur est

cohérente puisqu'on avait mesuré $32 \mu\text{m}$ avec le profilomètre. La Fig. 27 (c) montre la surface de rupture du laser ablaté. On remarque des fractures sur le bord de la fibre dans la direction de l'usinage par le laser femtoseconde. Nous mesurons qu'en moyenne, la zone abimée s'étend sur une profondeur de l'ordre de $20 \mu\text{m}$. Enfin, la Fig. 27 (d) est un gros plan d'un bord du tronçon de la Fig. 27 (b). Cette couche d'aspect granuleuse mesure plusieurs micromètres. Il pourrait peut-être s'agir d'un mélange eau-silice du à l'humidité de l'air. Des analyses, utilisant la spectrométrie Raman, n'ont pas permis de conclure sur cette hypothèse.

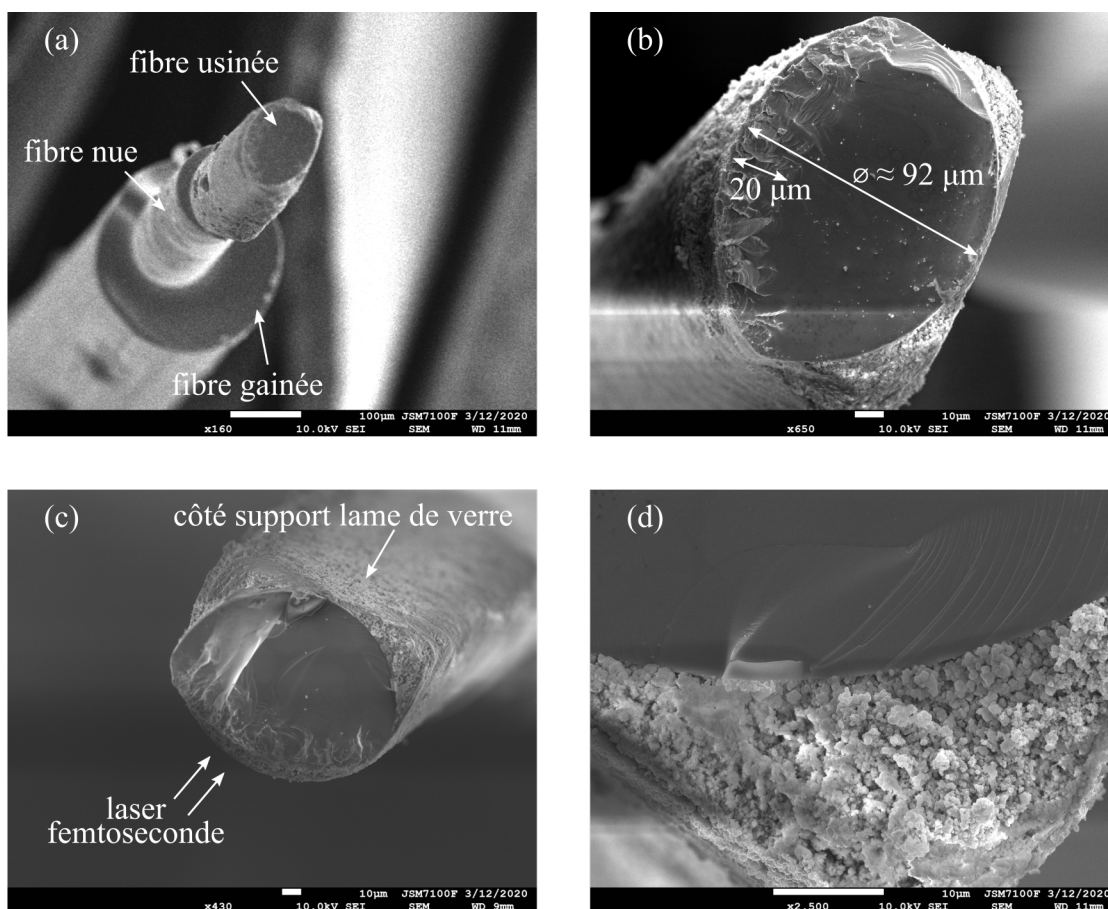


Figure 27 – Laser DBR *Janv-09* usiné. (a) Vue globale de l'échantillon. (b) et (c) Surface de rupture du tronçon de fibre usinée. (d) Zoom de (b) centrée sur la couche d'aspect granuleux située entre l'état vitreux et l'air.

PUBLICATIONS ASSOCIÉES

Articles dans des revues internationales

- M. Guionie et al. “[Beat Note Stabilization in Dual-Polarization DFB Fiber Lasers by an Optical Phase-Locked Loop](#)”. *Opt. Express* **26.3** (2018), pp. 3483-3488
- M. Guionie, M. Romanelli, A. Thorette, A. Carré, E. Pinsard, L. Lablonde, B. Cadier, M. Alouini, M. Vallet et M. Brunel. “[Delay-Induced Instability in Phase-Locked Dual-Polarization Distributed-Feedback Fiber Lasers](#)”. *Phys. Rev. A* **101.4** (2020), p. 043843

Actes de conférence

- M. Guionie, L. Frein, A. Carré, G. Loas, F. Bondu, E. Pinsard, L. Lablonde, B. Cadier, M. Alouini, M. Romanelli, M. Vallet, and M. Brunel. “Phase-locked dual-polarization fiber lasers as compact optical-microwave sources.” *OPTRO* (2018).
- M. Guionie, L. Frein, F. Bondu, A. Carré, G. Loas, E. Pinsard, B. Cadier, M. Alouini, M. Romanelli, M. Vallet, and M. Brunel. “Dual polarization DFB fiber lasers as optical phase-locked microwave sources in the 1-10 GHz range.” *Fiber Lasers and Glass Photonics : Materials through Applications*. SPIE Photonics Europe **10683** (2018).
- M. Guionie, A. Thorette, M. Romanelli, E. Pinsard, L. Lablonde, B. Cadier, M. Vallet, and M. Brunel. “Dual-polarization DFB fiber laser stabilized by frequency-shifted feedback.” *CLEO/Europe-EQEC* (2019).
- M. Guionie, A. Thorette, M. Romanelli, A. Carré, G. Loas, E. Pinsard, L. Lablonde, B. Cadier, M. Alouini, M. Vallet, and M. Brunel. “Microwave-optical fiber lasers stabilized by frequency-shifted feedback.” *IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP)* (2019).

Posters

- M. Guionie, M. Brunel, A. Carré, G. Loas, L. Frein, F. Bondu, E. Pinsard, B. Cadier, M. Alouini, M. Romanelli, and M. Vallet. “Phase locking of dual-polarization DFB fiber lasers through pump-power modulation.” *JCOM 2017*, Limoges, France.
- M. Guionie, A. Thorette, M. Romanelli, E. Pinsard, L. Lablonde, B. Cadier, M. Vallet, and M. Brunel. “Dual-polarization fiber lasers for radio-over-fibre?” *Journée de l'École Doctorale 3M 2018*, Rennes, France. Prix du meilleur poster en Physique.
- M. Guionie, A. Thorette, M. Romanelli, A. Carré, G. Loas, E. Pinsard, L. Lablonde, B. Cadier, M. Alouini, M. Vallet, and M. Brunel. “Microwave-optical fiber lasers stabilized by frequency-shifted feedback.” *IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP) 2019*, Ottawa, Canada.
- M. Guionie, M. Brunel, G. Loas, E. Pinsard, L. Lablonde, and B. Cadier “Post-treatment of DBR fibre lasers for enhanced beat-frequency in dual-polarization operation.” *Europhoton 2020*, Conférence virtuelle.

Communications orales en conférences

- M. Guionie, L. Frein, A. Carré, G. Loas, F. Bondu, E. Pinsard, L. Lablonde, B. Cadier, M. Alouini, M. Romanelli, M. Vallet, and M. Brunel. “Phase-locked dual-polarization fiber lasers as compact optical-microwave sources.” *OPTRO 2018*, Paris, France.
- M. Guionie, L. Frein, F. Bondu, A. Carré, G. Loas, E. Pinsard, B. Cadier, M. Alouini, M. Romanelli, M. Vallet, and M. Brunel. “Dual polarization DFB fiber lasers as optical phase-locked microwave sources in the 1-10 GHz range.” *SPIE Photonics Europe 2018*, Strasbourg, France.
- M. Guionie, A. Thorette, M. Romanelli, A. Carré, G. Loas, E. Pinsard, L. Lablonde, B. Cadier, M. Alouini, M. Vallet, and M. Brunel. “Lasers à fibre bifréquences stabilisés par réinjection optique.” *JNOG 2018*, Toulouse, France.
- M. Guionie, A. Thorette, M. Romanelli, E. Pinsard, L. Lablonde, B. Cadier, M. Vallet, and M. Brunel. “Dual-polarization DFB fiber laser stabilized by frequency-shifted feedback.” *JCOM 2019*, Brest, France.

- M. Guionie, A. Thorette, M. Romanelli, E. Pinsard, L. Lablonde, B. Cadier, M. Vallet, and M. Brunel. “Dual-polarization DFB fiber laser stabilized by frequency-shifted feedback.” *CLEO/Europe-EQEC 2019*, Munich, Allemagne.
- M. Guionie, A. Thorette, M. Romanelli, A. Carré, G. Loas, E. Pinsard, L. Lablonde, B. Cadier, M. Alouini, M. Vallet, and M. Brunel. “Oscillateur opto-électronique hybride à laser fibre bifréquence.” *JNOG 2019*, Paris, France
- M. Guionie, A. Thorette, M. Romanelli, A. Carré, G. Loas, E. Pinsard, L. Lablonde, B. Cadier, M. Alouini, M. Vallet, and M. Brunel. “Phase-locking and delay-induced instabilities in a dual-frequency fiber laser.” *IS-PALD 2019*, Metz, France.

BIBLIOGRAPHIE

- [Agrawal13] G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Fifth edition. Amsterdam : Elsevier/Academic Press, 2013. († p. 41)
- [Alouini01] M. Alouini, B. Benazet, M. Vallet, M. Brunel, P. Di Bin, F. Bretenaker, A. Le Floch et P. Thony. “Offset Phase Locking of Er : Yb : Glass Laser Eigenstates for RF Photonics Applications”. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13** (2001), pp. 367-369. († p. 11)
- [Alouini98] M. Alouini, M. Brunel, F. Bretenaker, M. Vallet et A. Le Floch. “Dual Tunable Wavelength Er : Yb : Glass Laser for Terahertz Beat Frequency Generation”. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10** (1998), pp. 1554-1556. († p. 11)
- [Baili09] G. Baili, L. Morvan, M. Alouini, D. Dolfi, F. Bretenaker, I. Sagnes et A. Garnache. “Experimental Demonstration of a Tunable Dual-Frequency Semiconductor Laser Free of Relaxation Oscillations”. *Opt. Lett.* **34** (2009), p. 3421. († p. 11)
- [Ball91] G. Ball, W. Morey et W. Glenn. “Standing-Wave Monomode Erbium Fiber Laser”. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **3** (1991), pp. 613-615. († p. 10)
- [Basov58] N. G. Basov. *Radio Tek. I. Elektron* **3** (1958), p. 297. († p. 9)
- [Blin03] S. Blin. “Réalisation de lasers à fibre à contre-réaction répartie pour l’étude de l’injection optique : comparaison à l’injection avec des lasers à semi-conducteurs”. Université de Rennes 1, 2003. († p. 12)
- [Blin04] S. Blin, P. Besnard, O. Vaudel et S. LaRochelle. “Optical Injection in Semiconductor or Fiber Lasers : A Comparison, the Influence of Coherence”. Photonics Europe. Strasbourg, France, 2004, p. 534. († p. 12)
- [Brévalle19] G. Brévalle et al. “Direct Measurement of the Spectral Dependence of Lamb Coupling Constant in a Dual Frequency Quantum Well-Based VECSEL”. *Opt. Express* **27** (2019), p. 21083. († p. 11)
- [Brunel05] M. Brunel, A. Amon et M. Vallet. “Dual-Polarization Microchip Laser at 1.53 μm ”. *Opt. Lett.* **30** (2005), p. 2418. († p. 60)

- [Brunel16] M. Brunel, M. Romanelli et M. Vallet. “[Synchronization in Vectoriel Solid-State Lasers](#)”. *Nonlinear Optical Cavity Dynamics : From Microresonators to Fiber Lasers*. Sous la dir. de P. Grelu. Weinheim : Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2016, pp. 317-345. († p. 12)
- [Brunel97] M. Brunel, F. Bretenaker et A. Le Floch. “[Tunable Optical Microwave Source Using Spatially Resolved Laser Eigenstates](#)”. *Opt. Lett.* **22** (1997), p. 384. († p. 11)
- [Chean10] V. Chean, E. Robin, R. El Abdi et J.-C. Sangleboeuf. “[Study of the Mechanical Behavior of the Optical Fiber by a Mark-Tracking Method](#)”. *EPJ Web Conf.* **6** (2010), p. 34002. († p. 100)
- [Dabby73] F. Dabby, M. Saifi et A. Kestenbaum. “[High-Frequency Cutoff Periodic Dielectric Waveguides](#)”. *Appl. Phys. Lett.* **22** (1973), pp. 190-191. († p. 10)
- [Danion14] G. Danion, C. Hamel, L. Frein, F. Bondu, G. Loas et M. Alouini. “[Dual Frequency Laser with Two Continuously and Widely Tunable Frequencies for Optical Referencing of GHz to THz Beatnotes](#)”. *Opt. Express* **22** (2014), p. 17673. († p. 11)
- [De Lang66] H. De Lang. “Polarization Properties of Optical Resonators Passive and Active”. Utrecht Rijksuniversitaet, 1966. († p. 11)
- [Demir00] A. Demir, A. Mehrotra et J. Roychowdhury. “[Phase Noise in Oscillators : A Unifying Theory and Numerical Methods for Characterization](#)”. *IEEE Trans. Circuits Syst. I* **47** (2000), pp. 655-674. († p. 25)
- [Desurvire87] E. Desurvire, J. R. Simpson et P. C. Becker. “[High-Gain Erbium-Doped Traveling-Wave Fiber Amplifier](#)”. *Opt. Lett.* **12** (1987), p. 888. († p. 9)
- [Einstein17] A. Einstein. “Zur Quantentheorie Der Strahlung”. *Phys. Z.* **18** (1917), pp. 121-128. († p. 9)
- [Erdogan94] T. Erdogan et V. Mizrahi. “[Characterization of UV-Induced Birefringence in Photosensitive Ge-Doped Silica Optical Fibers](#)”. *J. Opt. Soc. Am. B* **11** (1994), p. 2100. († pp. 10, 18, 86, 87, 90)
- [Erdogan97] T. Erdogan. “[Fiber Grating Spectra](#)”. *J. Light. Technol.* **15** (1997), pp. 1277-1294. († p. 10)
- [Erneux10] T. Erneux et P. Glorieux. *Laser Dynamics*. Cambridge, England : Cambridge University Press, 2010. († pp. 52, 59, 60)
- [Flanders74] D. C. Flanders, H. Kogelnik, R. V. Schmidt et C. V. Shank. “[Grating Filters for Thin-Film Optical Waveguides](#)”. *Appl. Phys. Lett.* **24** (1974), pp. 194-196. († p. 10)
- [Fu17] S. Fu, W. Shi, Y. Feng, L. Zhang, Z. Yang, S. Xu, X. Zhu, R. A. Norwood et N. Peyghambarian. “[Review of Recent Progress on Single-Frequency Fiber Lasers](#)”. *J. Opt. Soc. Am. B* **34** (2017), A49-A62. († p. 10)

- [Gardner05] F. M. Gardner. *Phaselock Techniques*. 3^e éd. Hoboken, N.J. : Wiley-Interscience, 2005. († p. 22)
- [Guan07] W. Guan et J. R. Marciante. “Pump-Induced, Dual-Frequency Switching in a Short-Cavity, Ytterbium-Doped Fiber Laser”. *Opt. Express* **15** (2007), pp. 14979-14992. († p. 15)
- [Guan09a] B.-O. Guan, Y.-N. Tan et H.-Y. Tam. “Dual Polarization Fiber Grating Laser Hydrophone”. *Opt. Express* **17** (2009), pp. 19544-19550. († p. 86)
- [Guan09b] B.-O. Guan, Y. Zhang, L.-W. Zhang et H.-Y. Tam. “Electrically Tunable Microwave Generation Using Compact Dual-Polarization Fiber Laser”. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **21** (2009), pp. 727-729. († pp. 13, 98)
- [Guionie18] M. Guionie et al. “Beat Note Stabilization in Dual-Polarization DFB Fiber Lasers by an Optical Phase-Locked Loop”. *Opt. Express* **26** (2018), pp. 3483-3488. († p. 117)
- [Guionie20] M. Guionie, M. Romanelli, A. Thorette, A. Carré, E. Pinsard, L. Lablonde, B. Cadier, M. Alouini, M. Vallet et M. Brunel. “Delay-Induced Instability in Phase-Locked Dual-Polarization Distributed-Feedback Fiber Lasers”. *Phys. Rev. A* **101** (2020), p. 043843. († p. 117)
- [Guo18] K. Guo, J. He, S. Cao, M. Hou, Z. Zhang, G. Xu et Y. Wang. “Beat Frequency Tuning in Dual-Polarization Distributed Feedback Fiber Laser Using Side Polishing Technique”. *Opt. Express* **26** (2018), p. 34699. († pp. 13, 77)
- [Guyard17] R. Guyard, D. Leduc, Y. Lecieux, C. Lupi, J. Potet, J. Beaucé, M. Douay et L. Lablonde. “Bending Sensors Based on Fiber Bragg Gratings : The Key Role of the Mean Effective Index”. *EPL* **119** (2017), p. 24004. († p. 13)
- [Hadelier01] O. Hadelier, M. Ibsen et M. N. Zervas. “Distributed-Feedback Fiber Laser Sensor for Simultaneous Strain and Temperature Measurements Operating in the Radio-Frequency Domain”. *Appl. Opt.* **40** (2001), p. 3169. († p. 10)
- [Hautcoeur11] J. Hautcoeur, X. Castel, F. Colombel, R. Benzerga, M. Himdi, G. Legeay et E. Motta-Cruz. “Transparency and Electrical Properties of Meshed Metal Films”. *Thin Solid Films* **519** (2011), pp. 3851-3858. († p. 80)
- [Heurs04] M. Heurs, V. M. Quetschke, B. Willke, K. Danzmann et I. Freitag. “Simultaneously Suppressing Frequency and Intensity Noise in a Nd:YAG Nonplanar Ring Oscillator by Means of the Current-Lock Technique”. *Opt. Lett.* **29** (2004), p. 2148. († p. 15)
- [Hill78] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson et B. S. Kawasaki. “Photosensitivity in Optical Fiber Waveguides : Application to Reflection Filter Fabrication”. *Appl. Phys. Lett.* **32** (1978), pp. 647-649. († p. 10)

- [Hou17] Y. Hou, Q. Zhang, S. Qi, X. Feng et P. Wang. “Dual-Frequency Yb $3+$ -Doped DBR Fiber Laser with 32 GHz Frequency Difference”. *2017 Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim (CLEO-PR)*. IEEE, 2017, pp. 1-2. ([†] p. 12)
- [Jin12] L. Jin, Y.-N. Tan, Z. Quan, M.-P. Li et B.-O. Guan. “Strain-Insensitive Temperature Sensing with a Dual Polarization Fiber Grating Laser”. *Opt. Express* **20** (2012), pp. 6021-6028. ([†] p. 12)
- [Jones41] R. C. Jones. “A New Calculus for the Treatment of Optical Systems I Description and Discussion of the Calculus”. *J. Opt. Soc. Am.* **31** (1941), p. 488. ([†] p. 11)
- [Kao66] K. Kao et G. Hockham. “Dielectric-Fibre Surface Waveguides for Optical Frequencies”. *Proc. Inst. Electr. Eng.* **113** (1966), pp. 1151-1158. ([†] p. 9)
- [Kastler50] A. Kastler. “Quelques suggestions concernant la production optique et la détection optique d’une inégalité de population des niveaux de quantification spatiale des atomes. application à l’expérience de stern et gerlach et à la résonance magnétique”. *J. Phys. Radium* **11** (1950), pp. 255-265. ([†] p. 9)
- [Kawasaki78] B. S. Kawasaki, K. O. Hill, D. C. Johnson et Y. Fujii. “Narrow-Band Bragg Reflectors in Optical Fibers”. *Opt. Lett.* **3** (1978), p. 66. ([†] p. 10)
- [Kervevan07] L. Kervevan, H. Gilles, S. Girard et M. Laroche. “Beat-Note Jitter Suppression in a Dual-Frequency Laser Using Optical Feedback”. *Opt. Lett.* **32** (2007), pp. 1099-1101. ([†] pp. 49, 50)
- [Keszenheimer92] J. A. Keszenheimer, J. J. Zayhowski et E. J. Balboni. “Phase Locking of 1.32- μ m Microchip Lasers through the Use of Pump-Diode Modulation”. *Opt. Lett.* **17** (1992), pp. 649-651. ([†] p. 15)
- [Koester64] C. J. Koester et E. Snitzer. “Amplification in a Fiber Laser”. *Appl. Opt.* **3** (1964), p. 1182. ([†] p. 9)
- [Kogelnik71] H. Kogelnik et C. V. Shank. “Stimulated Emission in a Periodic Structure”. *Appl. Phys. Lett.* **18** (1971), pp. 152-154. ([†] p. 10)
- [Kogelnik72] H. Kogelnik et C. V. Shank. “Coupled-Wave Theory of Distributed Feedback Lasers”. *J. Appl. Phys.* **43** (1972), pp. 2327-2335. ([†] p. 10)
- [Kringlebotn94] J. T. Kringlebotn, J.-L. Archambault, L. Reekie et D. N. Payne. “Er $3+$:Yb $3+$ -Codoped Fiber Distributed-Feedback Laser”. *Opt. Lett.* **19** (1994), p. 2101. ([†] p. 10)
- [Lacot92] E. Lacot. “Dynamique d’un laser à fibre dopée Er $3+$ ”. Grenoble 1, 1992. ([†] p. 60)
- [Lacot96] E. Lacot et F. Stoeckel. “Nonlinear Mode Coupling in a Microchip Laser”. *J. Opt. Soc. Am. B* **13** (1996), p. 2034. ([†] p. 60)
- [Le Floch71] A. Le Floch et R. Le Naour. “Polarization Effects in Zeeman Lasers with x y -Type Loss Anisotropies”. *Phys. Rev. A* **4** (1971), pp. 290-295. ([†] p. 11)

- [Leng06] J. Leng, Y. Lai, W. Zhang et J. Williams. “A New Method for Microwave Generation and Data Transmission Using DFB Laser Based on Fiber Bragg Gratings”. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18** (2006), pp. 1729-1731. († p. 78)
- [Li16] J. Li, B. Liu, L.-P. Sun, Y. Liang, M. Li et B.-O. Guan. “Study of Lateral-Drilled DBR Fiber Laser and Its Responsivity to External Refractive Index”. *Opt. Express* **24** (2016), p. 9473. († p. 86)
- [Liang14a] Y. Liang, L. Jin, L. Cheng et B.-O. Guan. “Stabilization of Microwave Signal Generated by a Dual-Polarization DBR Fiber Laser via Optical Feedback”. *Opt. Express* **22** (2014), pp. 29356-29362. († p. 12)
- [Liang14b] Y. Liang, Q. Yuan, L. Jin, L. Cheng et B.-O. Guan. “Effect of Pump Light Polarization and Beat Note Stabilization for Dual-Polarization Fiber Grating Laser Sensors”. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **20** (2014), pp. 555-562. († pp. 12, 15, 41, 47)
- [Liu09] W. Liu, M. Jiang, D. Chen et S. He. “Dual-Wavelength Single-Longitudinal-Mode Polarization-Maintaining Fiber Laser and Its Application in Microwave Generation”. *J. Light. Technol.* **27** (2009), pp. 4455-4459. († p. 86)
- [Liu10] W. Liu, T. Guo, A. C.-I. Wong, H.-Y. Tam et S. He. “Highly Sensitive Bending Sensor Based on Er 3+ -Doped DBR Fiber Laser”. *Opt. Express* **18** (2010), p. 17834. († p. 13)
- [Liu16] D. Liu, Y. Liang, L. Jin, H. Sun, L. Cheng et B.-O. Guan. “Highly Sensitive Fiber Laser Ultrasound Hydrophones for Sensing and Imaging Applications”. *Opt. Lett.* **41** (2016), p. 4530. († pp. 86, 108)
- [Loh95] W. Loh et R. Laming. “1.55 m Phase-Shifted Distributed Feedback Fibre Laser”. *Electron. Lett.* **31** (1995), pp. 1440-1442. († p. 10)
- [Lombard16] L. Lombard, G. Canat, A. Durécu, A. Dolfi-Bouteyre, M. Valla, B. Augère, D. Goular, C. Besson, ONERA - The French Aerospace Lab Palaiseau et ONERA. “High Peak Power Single-Frequency MOPFA for Lidar Applications.” CLRC 18th Coherent Laser Radar. 2016. († p. 10)
- [Lyu16] C. Lyu, Y. Liu et C. Wu. “Wide Bandwidth Dual-Frequency Ultrasound Measurements Based on Fiber Laser Sensing Technology”. *Appl. Opt.* **55** (2016), p. 5057. († p. 108)
- [Maiman60] T. H. Maiman. “Stimulated Optical Radiation in Ruby”. *Nature* **187** (1960), pp. 493-494. († p. 9)
- [Maleki12] L. Maleki. “The Opto-Electronic Oscillator (OEO) : Review and Recent Progress”. *2012 European Frequency and Time Forum. 2012 European Frequency and Time Forum (EFTF)*. Gothenburg, Sweden : IEEE, 2012, pp. 497-500. († p. 68)

- [Martin17] A. Martin. “Conception et étude d’antennes actives optiquement transparentes : de la VHF jusqu’au millimétrique”. Rennes 1, 2017. († pp. 78, 80, 84)
- [Maxin11] J. Maxin, S. Molin, G. Pillet, L. Morvan, A. Mugnier, D. Pureur et D. Dolfi. “Dual-Frequency Distributed Feedback Fibre Laser for Microwave Signals Generation”. *Electron. Lett.* **47** (2011), pp. 816-818. († pp. 12, 13, 30)
- [Mears86] R. Mears, L. Reekie, S. Poole et D. Payne. “Low-Threshold Tunable CW and Q-Switched Fibre Laser Operating at 1.55 μm ”. *Electron. Lett.* **22** (1986), p. 159. († p. 9)
- [Mears87] R. Mears, L. Reekie, I. Jauncey et D. Payne. “Low-Noise Erbium-Doped Fibre Amplifier Operating at 1.54 μm ”. *Electron. Lett.* **23** (1987), p. 1026. († p. 9)
- [Mo13] S. Mo, Z. Feng, S. Xu, W. Zhang, D. Chen, T. Yang, W. Fan, C. Li, C. Yang et Z. Yang. “Microwave Signal Generation From a Dual-Wavelength Single-Frequency Highly $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ Co-Doped Phosphate Fiber Laser”. *IEEE Photon. J.* **5** (2013), p. 5502306. († p. 86)
- [Othonos97] A. Othonos. “Fiber Bragg Gratings”. *Rev. Sci. Instrum.* **68** (1997), pp. 4309-4341. († pp. 10, 18)
- [Pillet08] G. Pillet, L. Morvan, M. Brunel, F. Bretenaker, D. Dolfi, M. Vallet, J.-P. Huignard et A. Le Floch. “Dual-Frequency Laser at 1.5 μm for Optical Distribution and Generation of High-Purity Microwave Signals”. *J. Light. Technol.* **26** (2008), pp. 2764-2773. († p. 11)
- [Poole85] S. Poole, D. Payne et M. Fermann. “Fabrication of Low-Loss Optical Fibres Containing Rare-Earth Ions”. *Electron. Lett.* **21** (1985), p. 737. († p. 9)
- [Poustie95] A. J. Poustie. “Polarization Cross Saturation in an Er^{3+} -Doped Fiber Ring Laser”. *Opt. Lett.* **20** (1995), p. 1868. († p. 60)
- [Prokhorov58] A. M. Prokhorov. “Molecular Amplifier and Generator for Submillimeter Waves”. *Sov. Phys. JETP* **7** (1958), pp. 1140-1141. († p. 9)
- [Rolland11] A. Rolland, M. Brunel, G. Loas, L. Frein, M. Vallet et M. Alouini. “Beat Note Stabilization of a 10-60 GHz Dual-Polarization Micro-laser through Optical down Conversion”. *Opt. Express* **19** (2011), p. 4399. († p. 11)
- [Romanelli14] M. Romanelli, L. Wang, M. Brunel et M. Vallet. “Measuring the Universal Synchronization Properties of Driven Oscillators across a Hopf Instability”. *Opt. Express* **22** (2014), p. 7364. († pp. 49, 50, 63)
- [Ronnekleiv00] E. Ronnekleiv, M. Ibsen et G. J. Cowle. “Polarization Characteristics of Fiber DFB Lasers Related to Sensing Applications”. *IEEE J. Quantum Electron.* **36** (2000), pp. 656-664. († p. 30)

- [Ronnekleiv98] E. Ronnekleiv, M. Zervas et J. Kringlebotn. “[Modeling of Polarization-Mode Competition in Fiber DFB Lasers](#)”. *IEEE J. Quantum Electron.* **34** (1998), pp. 1559-1569. († p. 10)
- [Ronnekleiv99] E. Ronnekleiv, M. Zervas et J. Kringlebotn. “[Corrections to "Modeling of Polarization Mode Competition in Fiber DFB Lasers"](#)”. *IEEE J. Quantum Electron.* **35** (1999), pp. 1097-1100. († p. 10)
- [Saleh19] B. E. A. Saleh et M. C. Teich. *Fundamentals of Photonics, 3rd Edition*. 2019. († p. 99)
- [Schawlow58] A. L. Schawlow et C. H. Townes. “[Infrared and Optical Masers](#)”. *Phys. Rev.* **112** (1958), pp. 1940-1949. († p. 9)
- [Sekartedjo84] K. Sekartedjo, N. Eda, K. Furuya, Y. Suematsu, F. Koyama et T. Tanbun-Ek. “[1.5 \$\mu\$ m Phase-Shifted DFB Lasers for Single-Mode Operation](#)”. *Electron. Lett.* **20** (1984), p. 80. († p. 10)
- [Siegman86] A. E. Siegman. *Lasers*. 1986. († p. 52)
- [Snitzer61a] E. Snitzer. “[Optical Maser Action of Nd³⁺ in a Barium Crown Glass](#)”. *Phys. Rev. Lett.* **7** (1961), pp. 444-446. († p. 9)
- [Snitzer61b] E. Snitzer. “[Proposed Fiber Cavities for Optical Masers](#)”. *J. Appl. Phys.* **32** (1961), pp. 36-39. († p. 9)
- [Tan12] Y.-N. Tan, L. Jin, L. Cheng, Z. Quan, M. Li et B.-O. Guan. “[Multi-Octave Tunable RF Signal Generation Based on a Dual-Polarization Fiber Grating Laser](#)”. *Opt. Express* **20** (2012), pp. 6961-6967. († p. 12)
- [Thévenin11] J. Thévenin, M. Vallet, M. Brunel, H. Gilles et S. Girard. “[Beat-Note Locking in Dual-Polarization Lasers Submitted to Frequency-Shifted Optical Feedback](#)”. *J. Opt. Soc. Am. B* **28** (2011), pp. 1104-1110. († pp. 49, 50, 59)
- [Thévenin12] J. Thévenin, M. Romanelli, M. Vallet, M. Brunel et T. Erneux. “[Phase and Intensity Dynamics of a Two-Frequency Laser Submitted to Resonant Frequency-Shifted Feedback](#)”. *Phys. Rev. A* **86** (2012), p. 033815. († p. 61)
- [Thony96] P. Thony et E. Molva. “[1.55 \$\mu\$ m-Wavelength CW Microchip Lasers](#)”. *Advanced Solid State Lasers*. Advanced Solid State Lasers. San Francisco, California : OSA, 1996, p. IL3. († p. 15)
- [Thorette16] A. Thorette, M. Romanelli, M. Brunel et M. Vallet. “[Frequency-Locked Chaotic Opto-RF Oscillator](#)”. *Opt. Lett.* **41** (2016), pp. 2839-2842. († pp. 11, 49, 57, 59)
- [Thorette18a] A. Thorette, M. Romanelli, S. Bouhier, F. Van Dijk, M. Vallet et M. Alouini. “[Hybrid Opto-Electronic Oscillator for Single-Sideband Microwave Photonics](#)”. *Electron. Lett.* **54** (2018), pp. 706-708. († pp. 49, 68)

- [Thorette18b] A. Thorette. “Dynamiques de Synchronisation de Lasers Bifréquence à État Solide et DFB Soumis à Une Réinjection Décalée En Fréquence : Applications En Photonique Micro-Onde”. Rennes 1, 2018. († p. 60)
- [Thorette19] A. Thorette, M. Romanelli et M. Vallet. “Synchronization of Two DFB Lasers Using Frequency-Shifted Feedback for Microwave Photonics”. *IEEE J. Quantum Electron.* **55** (2019), pp. 1-8. († pp. 50, 53)
- [Vallet16] M. Vallet, M. Romanelli, G. Loas, F. van Dijk et M. Alouini. “Self-Stabilized Optoelectronic Oscillator Using Frequency-Shifted Feedback and a Delay Line”. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **28** (2016), pp. 1088-1091. († pp. 49, 68, 106)
- [Vengsarkar94] A. M. Vengsarkar, Q. Zhong, D. Inniss, W. A. Reed, P. J. Lemaire et S. G. Kosinski. “Birefringence Reduction in Side-Written Photoinduced Fiber Devices by a Dual-Exposure Method”. *Opt. Lett.* **19** (1994), p. 1260. († p. 86)
- [Yang19] X. Yang, S. Bandyopadhyay, L.-Y. Shao, D. Xiao, G. Gu et Z. Song. “Side-Polished DBR Fiber Laser with Enhanced Sensitivity for Axial Force and Refractive Index Measurement”. *IEEE Photon. J.* **11** (2019), pp. 1-10. († p. 77)
- [Yao96] X. S. Yao et L. Maleki. “Optoelectronic Oscillator for Photonic Systems”. *IEEE J. Quantum Electron.* **32** (1996), pp. 1141-1149. († pp. 67, 69)
- [Yuan15] Q. Yuan, Y. Liang, L. Jin, L. Cheng et B.-O. Guan. “Implementation of a Widely Tunable Microwave Signal Generator Based on Dual-Polarization Fiber Grating Laser”. *Appl. Opt.* **54** (2015), pp. 895-900. († pp. 77, 98)
- [Yuan16] L. Yuan, B. Cheng, J. Huang, J. Liu, H. Wang, X. Lan et H. Xiao. “Stress-Induced Birefringence and Fabrication of in-Fiber Polarization Devices by Controlled Femtosecond Laser Irradiations”. *Opt. Express* **24** (2016), p. 1062. († pp. 13, 91)
- [Zhang08] Y. Zhang, B.-O. Guan et H.-Y. Tam. “Characteristics of the Distributed Bragg Reflector Fiber Laser Sensor for Lateral Force Measurement”. *Opt. Commun.* **281** (2008), pp. 4619-4622. († p. 13)
- [Zhang09] Y. Zhang, B.-O. Guan et H.-Y. Tam. “Ultra-Short Distributed Bragg Reflector Fiber Laser for Sensing Applications”. *Opt. Express* **17** (2009), pp. 10050-10055. († p. 86)
- [Zhang17] T. Zhang, J. Zhang, L. Cheng, Y. Liang, L. Jin, H. Liang et B.-O. Guan. “Response of an Erbium-Doped Dual-Polarization Fiber Laser to a Perpendicular Gradient Magnetic Field”. *Opt. Lett.* **42** (2017), p. 4675. († pp. 13, 108)

- [Zhao12] Y. J. Zhao, Q. P. Wang, J. Chang, J. S. Ni, C. Wang, Z. H. Sun, P. P. Wang, G. P. Lv et G. D. Peng. “[Suppression of the Intensity Noise in Distributed Feedback Fiber Lasers by Self-Injection Locking](#)”. *Laser Phys. Lett.* **9** (2012), pp. 739-743. ^(† p. 12)
- [Zyskind92] J. Zyskind, V. Mizrahi, D. DiGiovanni et J. Sulhoff. “[Short Single Frequency Erbium-Doped Fibre Laser](#)”. *Electron. Lett.* **28** (1992), p. 1385. ^(† p. 10)



Beat note stabilization in dual-polarization DFB fiber lasers by an optical phase-locked loop

M. GUIONIE,¹ L. FREIN,¹ A. CARRÉ,¹ G. LOAS,¹ F. BONDU,¹ E. PINSARD,²
L. LABLONDE,² B. CADIER,² M. ALOUINI,¹ M. ROMANELLI,¹ M. VALLET,¹
AND M. BRUNEL^{1,*}

¹Univ Rennes, CNRS, Institut FOTON - UMR 6082, F-35000 Rennes, France

²iXblue Photonics, rue Paul Sabatier, 22300 Lannion, France

*marc.brunel@univ-rennes1.fr

Abstract: A fully fibered microwave-optical source at 1.5 μm is studied experimentally. It is shown that the beat note between two orthogonally polarized modes of a distributed-feedback fiber laser can be efficiently stabilized using an optical phase-locked loop. The pump-power-induced birefringence serves as the actuator. Beat notes at 1 GHz and 10 GHz are successfully stabilized to a reference synthesizer, passing from the 3 kHz free-running linewidth to a stabilized sub-Hz linewidth, with a phase noise as low as -75 dBc/Hz at 100 Hz offset from the carrier. Such dual-frequency stabilized lasers could provide compact integrated components for RF and microwave photonics applications.

© 2018 Optical Society of America under the terms of the [OSA Open Access Publishing Agreement](#)

OCIS codes: (060.3510) Lasers, fiber; (060.5625) Radio frequency photonics; (140.3425) Laser stabilization.

References and links

1. S. Fu, W. Shi, Y. Feng, L. Zhang, Z. Yang, S. Xu, X. Zhu, R. A. Norwood, and N. Peyghambarian, "Review of recent progress on single-frequency fiber lasers," *J. Opt. Soc. Am. B* **34**(3), A49–A62 (2017).
2. W. H. Loh and R. I. Laming, "1.55 μm phase-shifted distributed-feedback fiber laser," *Electron. Lett.* **31**(17), 1440–1442 (1995).
3. J. L. Philipsen, M. O. Berendt, P. Varming, V. C. Lauridsen, J. H. Povlsen, J. Hubner, M. Kristensen, and B. Palsdottir, "Polarisation control of DFB fibre laser using UV-induced birefringence phase-shift," *Electron. Lett.* **34**(7), 678–679 (1998).
4. E. Ronnekleiv, M. Ibsen, and G. Cowle, "Polarization characteristics of fiber DFB lasers related to sensing applications," *IEEE J. Quantum Electron.* **36**(6), 656–664 (2000).
5. O. Haderler, M. Ibsen, and M. N. Zervas, "Distributed-feedback fiber laser sensor for simultaneous strain and temperature measurements operating in the radio-frequency domain," *Appl. Opt.* **40**(19), 3169–3175 (2001).
6. J. S. Leng, Y. C. Lai, W. Zhang, and J. A. R. Williams, "A new method for microwave generation and data transmission using DFB laser based on fiber Bragg gratings," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **18**(16), 1729–1731 (2006).
7. J. Maxin, S. Molin, G. Pillet, L. Morvan, A. Mugnier, D. Pureur, and D. Dolfi, "Dual-frequency distributed feedback fiber laser for microwave signals generation," *Electron. Lett.* **47**(14), 479–480 (2011).
8. Q. Yuan, Y. Liang, L. Jin, L. Cheng, and B.-O. Guan, "Implementation of a widely tunable microwave signal generator based on dual-polarization fiber grating laser," *Appl. Opt.* **54**(4), 895–900 (2015).
9. Y. Liang, L. Jin, L. Cheng, and B.-O. Guan, "Stabilization of microwave signal generated by a dual-polarization DBR fiber laser via optical feedback," *Opt. Express* **22**(24), 29356–29362 (2014).
10. J. A. Keszenheimer, E. J. Balboni, and J. J. Zayhowski, "Phase locking of 1.32- μm microchip lasers through the use of pump-diode modulation," *Opt. Lett.* **17**(9), 649–651 (1992).
11. M. Heurs, V. M. Quetschke, B. Willke, K. Danzmann, and I. Freitag, "Simultaneously suppressing frequency and intensity noise in a Nd:YAG nonplanar ring oscillator by means of the current-lock technique," *Opt. Lett.* **29**(18), 2148–2150 (2004).
12. M. Brunel and M. Vallet, "Wavelength locking of CW and Q-switched Er^{3+} microchip lasers to acetylene absorption lines using pump-power modulation," *Opt. Express* **15**(4), 1612–1620 (2007).
13. W. Guan and J. R. Marciante, "Pump-induced, dual-frequency switching in a short-cavity, ytterbium-doped fiber laser," *Opt. Express* **15**(23), 14979–14992 (2007).
14. T. Erdogan and V. Mizrahi, "Characterization of UV induced birefringence in photosensitive Ge-doped silica optical fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* **11**(10), 2100–2105 (1994).

15. B.-O. Guan, Y. Zhang, L.-W. Zhang, and H. Y. Tam, "Electrically tunable microwave generation using compact dual-polarization fiber laser," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **21**(11), 727–729 (2009).
16. Y.-N. Tan, L. Jin, L. Cheng, Z. Quan, M. Li, and B.-O. Guan, "Multi-octave tunable RF signal generation based on a dual-polarization fiber grating laser," *Opt. Express* **20**(7), 6961–6967 (2012).
17. W. Liu, M. Jiang, D. Chen, and S. He, "Dual-wavelength single-longitudinal mode polarization maintaining fiber laser and its application in microwave generation," *J. Lightwave Technol.* **27**(20), 4455–4459 (2009).
18. S. Mo, Z. Feng, S. Xu, W. Zhang, D. Chen, T. Yang, W. Fan, C. Li, C. Yang, and Z. Yang, "Microwave signal generation from a dual-wavelength single-frequency highly $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ co-doped phosphate fiber laser," *IEEE Photonics J.* **5**(6), 5502306 (2013).

1. Introduction

Short fiber lasers are appealing sources for a wide variety of applications because of their compactness, ruggedness, and ease of integration [1]. Distributed-feedback (DFB) fiber lasers are usually designed to be single frequency. Nevertheless, it has long been shown that these structures are capable of sustaining the oscillation of two orthogonal polarizations at different frequencies [2–4]. Such dual-frequency DFB fiber lasers were foreseen as efficient sensors [5], and may be promising as heterodyne sources in the field of microwave photonics [6–9]. However, in the context of optical distribution of local oscillators for instance, stabilization of the beat frequency against a reference is mandatory. At variance with common solid-state lasers, where additional optical components can be inserted into the laser cavity, new techniques have here to be imagined in order to ensure, on the one hand, simultaneous and stable oscillation of the two polarizations and, on the other hand, possible phase locking of the beat note. Elasto-optical effects (torsion [7] or compression [8]) have already been tested to control the beat frequency of dual-polarization fiber lasers, but phase-locked stabilization to a reference oscillator has never been performed. Besides, optical feedback on a DBR laser also leads to efficient noise reduction [9]. In this work, we investigate an optical phase-locked loop where the DFB fiber laser acts as a voltage-controlled oscillator (VCO) driven by the laser pump power.

Pump-induced thermal effects may become useful for noise reduction or locking in the case of diode-pumped short-cavity solid-state lasers. For example, phase-locking microchip lasers was demonstrated with a feedback on the pump-power of one laser with respect to the other [10]. Besides, simultaneous intensity and frequency noise reduction was obtained in a non-planar ring oscillator [11]. Also, locking a single-frequency erbium microchip laser to a molecular line was realized by a simple modulation-demodulation technique through the pump power [12]. In all these examples, small temperature variations leads to important frequency shifts due to the thermo-optical effect in the short cavity. The low dimensions also leads to reasonable kHz lock-in bandwidths [10,12]. While in [13] the role of pump-induced thermal effects on the frequency switching in ytterbium-doped DBR fiber lasers was demonstrated theoretically and experimentally, the pump-induced beat tuning effect has not been exploited previously in fiber lasers. Here we focus on erbium-doped DFB fiber lasers emitting in the 1.5 μm wavelength region. We find experimentally that minute differential refractive index changes provided by the pump power offer a satisfactory VCO effect, in both amplitude and bandwidth, which in turn permit to build a robust servo-locking loop.

We first detail in Section II the experimental set-up and laser characteristics, with emphasis on the beat note study, of a laser operating with a 1 GHz frequency difference. Section III is then devoted to the optical phase-locked loop based on pump-power control. In Section IV we extend the same principle to a laser emitting a 10 GHz beat note. Conclusions are given in Section V.

2. Dual-polarization DFB fiber lasers

The experimental set-up is shown in Fig. 1. We have investigated different samples of erbium-doped silica fiber lasers, all being made with a distributed-feedback (DFB) structure. The Bragg gratings are photo-induced using the phase-mask technique with a pulsed, unpolarized, UV laser. The dual-polarization lasers studied here bear different grating profiles

that are detailed below. In particular we will show results obtained with samples emitting beat notes at around 1 GHz (labeled 1G) and at 10 GHz (labeled 10G). The lasers are spliced to single-mode fibers (cut-off 900 nm) on both sides. The lasers are pumped at 980 nm on the output coupler side through a 980/1550 wavelength-division multiplexer. The laser output is transmitted through an isolator, a polarization controller (PC), and a polarizer, to the analysis instruments. The system is entirely single-mode (non PM) fibered. In the following, we concentrate our analysis on the dual-frequency performance of the DFB lasers, in order to define a suitable phase-locked loop for beat note stabilization, either at 1 GHz or at 10 GHz.

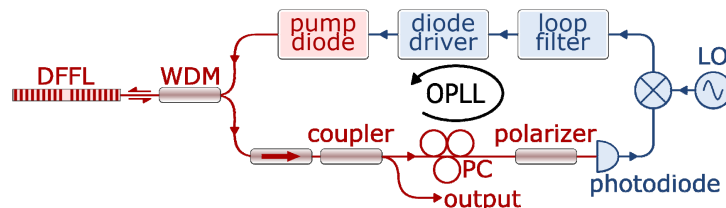


Fig. 1. Optical phase-locked loop (OPLL) experimental set-up. DFFL: dual-frequency fiber laser; WDM, pump-signal coupler; PC, polarization controller; LO, local oscillator.

Let us detail the characteristics of sample 1G. The active medium is made with a 35 mm-long erbium-doped fiber, whose cladding diameter is 80 μm , and whose absorption is 11.3 dB/m at 1530 nm (the concentration is low enough to prevent any self-pulsing operation). The FBG is photo-induced at 193 nm, its central wavelength is $\lambda_B = 1547.3$ nm, its length is $L_B = 30.5$ mm, and its strength is $\kappa = 390$ m^{-1} . The resulting calculated effective length is $L_{\text{eff}} = 2.6$ mm. A π phase-shift is made at 18 mm from the beginning of the grating, leading to mirror intensity transmissions of -57 dB and -34 dB. Due to the photo-induced birefringence of the fiber, the phase-shifted grating sustains two polarization-resolved resonances at the center of the stop band. This is verified experimentally by characterizing the spectral transmission of the component without pumping, using a high-resolution optical spectrum analyzer (OSA) containing a built-in tunable laser source. As can be seen in Fig. 2(a), the polarization-mode wavelength difference is 8 pm (1 GHz), while the width of the stop band is 200 pm (25 GHz). Note that the weakness of the two resonances is here due to absorption of the tunable probe by the un-pumped erbium ions. The wavelength difference $\Delta\lambda$ can be directly linked to the birefringence Δn by $\Delta\lambda/\lambda_B = \Delta n/n$. We can thus deduce $\Delta n = 7.5 \cdot 10^{-6}$. This value is typical of DFB fiber lasers based on standard, i.e. non-PM, fiber, in agreement with the typical residual anisotropy induced by the photo-inscription process [14].

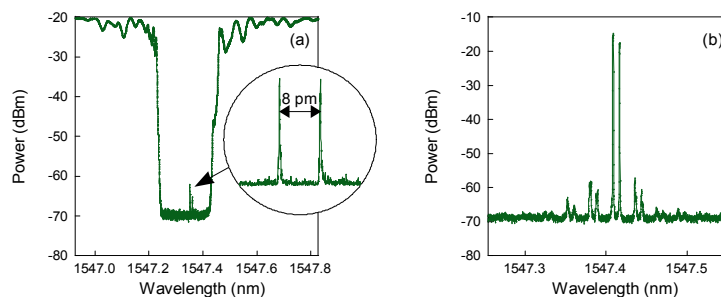


Fig. 2. Optical spectra of sample 1G. (a) Unpumped DFB transmission spectrum. Insert: zoom on the dual-mode structure (linear scale). (b) Laser spectrum showing the two frequencies with a 1 GHz (8 pm) difference; pump power 59 mW (130 mA).

The fiber laser is pumped by a laser diode emitting 145 mW at 980 nm. The pump power at laser threshold is 3 mW and the laser emits at 1547 nm a total output power of 100 μW at

120 mW pumping power. The emitted optical spectrum corresponds to the dual-resonance bands of the FBG, and the frequency difference is measured to be 1.02 GHz at room temperature (Fig. 2(b)). We verify that the two orthogonally polarized optical modes have the same pump threshold and are emitted with quite balanced powers. The PC setting is chosen such that behind the polarizer, the high-bandwidth photodiode detects the dual-polarization beat note. Figure 3(a-b) presents the electrical spectrum of the beat over different spans and resolution bandwidths of the electrical spectrum analyzer (ESA). We verify that pure dual-frequency operation gives the radio-frequency tone at 1 GHz [see Fig. 3(a)]. A zoom in this peak shows the free-running 3 kHz line-width of the beat note [see Fig. 3(b)]. We observe a very stable beat power, with a typical 15% amplitude fluctuation (rms) over a few hours.

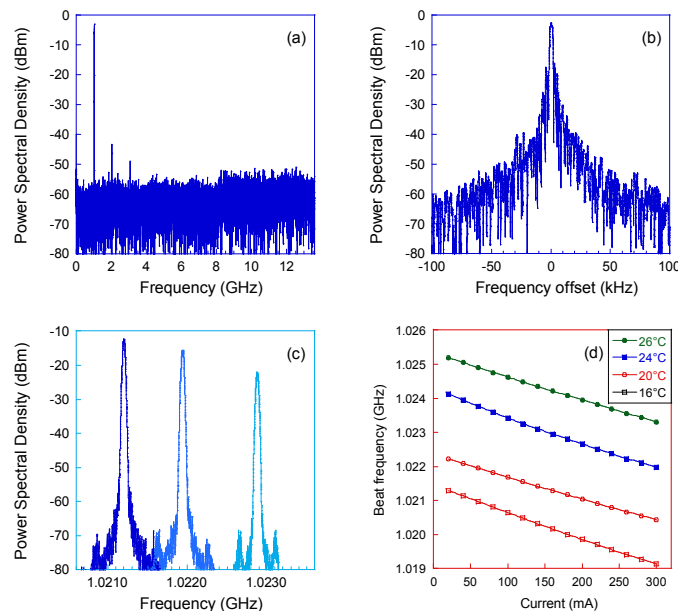


Fig. 3. DFFL beat note at 1 GHz. (a) Span 13.6 GHz, RBW 3 MHz, spurious harmonics due to detection electronics, pump power 114 mW (250 mA). (b) Span 200 kHz, RBW 2 kHz, sweep time 100 ms. (c) Pump-power induced tuning: from right to left 45 mW (100 mA), 94 mW (200 mA), 144 mW (300 mA). (d) Beat note vs pump current at different laser temperatures.

3. Optical phase-locked loop

We first investigate the temperature tuning. The DFB fiber laser temperature is controlled by means of a thermo-electric Peltier device. Using the high-resolution OSA, we measure a thermal response of about 4 pm/K for each optical frequency in the 14-30°C temperature range. The beat frequency also depends on temperature. We monitor the beat thermal drift using the ESA, and find that the thermal response depends on the operating point (temperature and pump power). The important point is that, at a fixed pump power, the beat frequency stays within ± 4 MHz in a ± 5 K temperature range around room temperature. In laboratory environment, without any temperature control, the drift is thus limited to about 2 MHz over a few hours. Second, we measure tuning characteristics provided by the pump power level. In contrast with the outside temperature control, it appears that the pump power gives a robust and reproducible means to control the beat frequency. Indeed, we find a DC response of the beat frequency to pump current change of -7 kHz/mA, as shown in Fig. 3(c)-(d), quite independently of the laser temperature (linear fits yield slopes between -6.7 and -7.3 kHz/mA). Considering our pump diode, the power-to-frequency tuning curve then has a typical slope of -20 kHz/mW. It follows that pump power variations could be sufficient to counteract the environmental drifts. In the context of a PLL, the laser is a “voltage”-

controlled oscillator (VCO) at the beat frequency, where “voltage” accounts for the pump power. The VCO gain is mainly related to the thermal heating induced by pump absorption. As a result, the VCO effect is expected to be limited in bandwidth. Nevertheless, as will be seen in the following, it allows us to build an efficient PLL.

The optical phase-locked loop is implemented as follows. The 11 GHz-bandwidth photodiode is followed by a DC block, a 3 dB attenuator, and by a 30 dB-gain amplifier. This RF signal is mixed with the local oscillator (LO) provided by a synthesizer at 1 GHz whose output power is 10 dBm. At the mixer output, the error signal feeds a loop filter with proportional gain and integrator stages whose parameters are freely adjustable. The resulting signal is added to the DC current driving the pump diode (see Fig. 1). In our set-up the diode driver has a gain of 0.65 A/V. When the loop is closed, the beat note can be locked. Our loop filter consists in a proportional gain of 23 dB. It is worthwhile to mention that the laser itself acts as an integrator stage since it converts the correction signal into a frequency shift. Figure 4(a) shows the stabilized spectrum. The measured line-width is 1 Hz (Full-Width at Half-Maximum), limited by the resolution bandwidth of our ESA. We measure a 1.5 MHz tracking range. Under our laboratory conditions, the beat then stays locked for days.

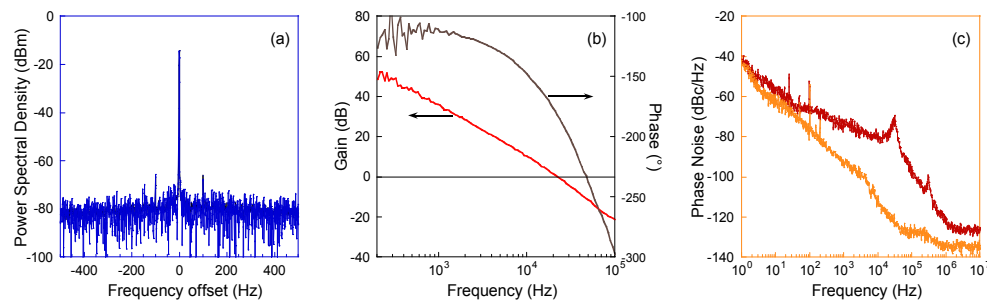


Fig. 4. Locked beat note at 1 GHz. (a) Electrical spectrum (blue, single sweep; black average 10); Span 1 kHz, RBW 1 Hz, VBW 10 Hz, sweep 4.2 s. (b) Open-loop transfer function (red, gain; grey, phase). (c) Phase noise spectra (red, locked beat note; orange, LO). Pump power 92 mW (200 mA).

The open-loop transfer function can be observed from closed-loop measurement using a low-signal network analyzer. This instrument is inserted between the mixer output and the loop filter input. The resulting Bode diagram is shown in Fig. 4(b), giving insight to the low-frequency behavior of the pump-controlled oscillator. The smooth gain decrease is due to the thermal response of the FBG laser, where the non-radiative relaxation of erbium ions in the fiber core is dominant. Indeed, we verified independently that the other loop elements have a flat gain up to at least 200 kHz. Thus the loop bandwidth (unit gain frequency) can be adjusted with the loop proportional gain. Under our experimental conditions, we can push the loop bandwidth (unit-gain frequency) up to 22 kHz. The corresponding phase noise is displayed in Fig. 4(c). We measure a typical -65 dBc/Hz at 100 Hz offset and almost -80 dBc/Hz at 10 kHz offset from carrier. The small bump at around 300 kHz comes from the laser relaxation oscillations. For comparison the orange curve in Fig. 4(c) plots the direct LO measurement. The beat and LO phase noises are almost equal at low frequencies, showing the stabilization and noise reduction effect of the OPLL.

4. Locking at 10 GHz

In this section we briefly discuss the extension to our pump-based OPLL to a dual-frequency fiber laser presenting a higher-frequency beat note. We consider another DFB sample, labeled 10G, that is based on the same glass as sample 1G, but has notable processing differences. The active medium is made with a 50 mm-long erbium-doped fiber, whose cladding diameter is 125 μm , and whose absorption is 11.1 dB/m at 1530 nm. The FBG is photo-induced at 248 nm, its central wavelength is $\lambda_B = 1533$ nm, its length is $L_B = 41$ mm, and its strength is $\kappa =$

275 m^{-1} . The resulting calculated effective length is $L_{\text{eff}} = 3.3 \text{ mm}$. A π phase-shift is made at 27 mm from the beginning of the grating, leading to mirror intensity transmissions of -59 dB and -28 dB . While the birefringence is of the same order of magnitude as sample 1G, we have observed dual-frequency operation with one frequency at the center of the stop band, as usual, and another at the edge of the stop band, 10.2 GHz apart. The emitted optical spectrum is shown in Fig. 5(a), and the resulting beat note on a 26 GHz window in Fig. 5(b). While the reason for this 10 GHz-beat oscillation is still unclear, we use this sample as a test device for a microwave OPLL based on the pump-power effect.

Laser 10G presents roughly the same pump threshold and output power as laser 1G. An important difference is that the VCO gain is measured to be 0.5 MHz/mA in this case, which is much higher than for sample 1G. We then used a low noise, low gain (1 mA/V) diode driver. We also had to upgrade the mixer and the LO for operation at 10 GHz. Loop filter adjustments then lead to a proportional gain of 35 dB leading to a loop bandwidth of 33 kHz. As in case 1G, the laser beat at 10 GHz can be efficiently captured and locked. The phase noise spectrum is displayed in Fig. 5(c). The close-to-carrier phase noise is limited by the LO, while the intermediate frequency band shows lower phase noise than before, due to the low-noise diode driver. A phase noise plateau is measured at -75 dBc/Hz from 100 Hz to 20 kHz offset from carrier. Finally the tracking range is 4 MHz, which again permits to maintain the beat locked for days, with an instrument-limited 1 Hz measured linewidth.

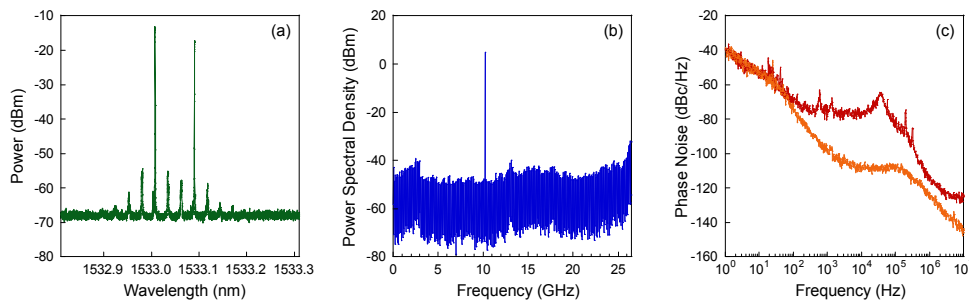


Fig. 5. 10 GHz beat note stabilization. (a) Optical spectrum. (b) Beat note at 10 GHz. (c) Phase noise spectra (red, 10 GHz stabilized beat note; orange, LO). Pump power 41 mW (160 mA).

5. Conclusion

Our experiment is a first demonstration of beat note stabilization and low-frequency phase-noise reduction in a dual-frequency DFB erbium-doped fiber laser. We have implemented a simple optical phase-locked loop on a dual-frequency DFB laser that uses the pump power as the laser actuator. Beat notes at 1 GHz and 10 GHz were successfully stabilized on the long-term, with a phase noise as low as -75 dBc/Hz at 100 Hz offset frequency. The method may apply to other compact dual-polarization fiber lasers such as DBR [15-16], PM fiber-based lasers [17], or co-doped Er-Yb DFB lasers [18]. Since the locking mechanism is based on the pump-power to frequency conversion, it could be interesting to study pumping at 1470 nm. Simulation of the fiber thermal behavior with respect to pump power and outside temperature is under investigation.

Funding

DGA (ANR-16-ASTR-0016); Région Bretagne, FEDER, Rennes Metropole (CPER SOPHIE-Photonique).

Microwave-optical fiber lasers stabilized by frequency-shifted feedback

M. Guionie¹, A. Thorette¹, M. Romanelli¹, A. Carré¹, G. Loas¹, E. Pinsard², L. Lablonde², B. Cadier², M. Alouini¹, M. Vallet¹, and M. Brunel¹

¹Univ Rennes, CNRS, Institut FOTON UMR 6082, F-35000 Rennes, France

²iXblue Photonics, F-22300 Lannion, France

marc.brunel@univ-rennes1.fr

Abstract — Dual-frequency fiber lasers (DFFL) are shown to provide high purity beat notes for microwave signal generation and distribution. We study the stabilization of the beat from DFB DFFLs by using optical frequency-shifted feedback loop containing an electro-optic modulator (EOM). As a proof-of-principle of the method efficiency, a stabilized beat note with a phase noise level of -104 dBc/Hz at 1 kHz from a 1 GHz carrier, and of -90 dBc/Hz at 1 kHz from a 10 GHz carrier, is demonstrated when the EOM is driven by a synthesizer. Furthermore, the scheme is extended to a self-referenced scheme: a hybrid opto-electronic oscillator is obtained when the delayed DFFL beat note itself drives the EOM. Low-frequency phase noise is reduced by about 20 dB. Applications are discussed.

Keywords— fiber laser, opto-electronic oscillator, heterodyning, optical injection

I. INTRODUCTION

Fiber lasers are appealing sources for a wide variety of applications because of their compactness, ruggedness, and ease of integration. Distributed-feedback (DFB) fiber lasers have long been shown oscillation of two orthogonal polarizations at different frequencies [1], due to the birefringence induced by the UV photo-inscription process of the Bragg grating [2]. Benefits from such dual-frequency oscillation in compact fiber lasers, in either DFB or DBR (discrete Bragg reflectors) forms, have already been emphasized in many ways: DFFLs can be used as temperature and strain sensors [3-4], as magnetic field sensors [5], or acoustic field sensors [6], and may also be promising as heterodyne sources in the field of microwave photonics [7-12].

In the context of optical distribution of microwave local oscillators, the phase stabilization of the beat frequency becomes necessary. At variance with bulk solid-state lasers, where additional optical components can be inserted into the laser cavity [13], new techniques have to be imagined in order to ensure, on the one hand, simultaneous and stable oscillation of the two polarizations and, on the other hand, possible phase locking of the beat note. Elasto-optical effects (torsion [9] or compression [8]) had already been tested to control the beat frequency of dual-polarization fiber lasers, but phase-locked stabilization to a reference oscillator was performed only recently [14-15]. The pump-power-induced birefringence served as the actuator, allowing us to build an optical phase-locked loop where the DFB fiber laser acts as a voltage-controlled oscillator (VCO) driven by the laser pump power. Beat notes at 1 GHz and 10 GHz were successfully stabilized to a reference synthesizer, passing from the 3 kHz free-running linewidth to a stabilized sub-Hz linewidth, with a phase noise as low as -75 dBc/Hz at 100 Hz offset from the carrier. One

drawback of such a method is that, in principle, the phase noise reduction is obtained at the expense of amplitude variations.

Besides, phase locking a dual-frequency laser to an external reference by optical frequency-shifted feedback (FSF) has been demonstrated with bulk dual-polarization solid-state lasers [16,17] or integrated dual-mode semiconductor lasers [18]. This optical feedback scheme has proved to be efficient and can be applied in principle to any dual-polarization laser. In addition, a self-stabilized opto-electronic oscillator (OEO) using frequency-shifted feedback and a delay line was demonstrated with a dual-mode semiconductor laser. Here we apply the FSF principle to a DFFL at a wavelength of $1.5 \mu\text{m}$, resulting in an all-fibered system emitting a stabilized beat in the microwave range. We investigate different fiber lasers, which provide beats between orthogonally polarized modes at around either 1 GHz or 10 GHz. We also show that a hybrid OEO scheme permits to obtain a self-stabilized microwave-optical oscillator, without any external RF reference.

II. STABILIZATION ON AN EXTERNAL REFERENCE

The experimental set-up designed for the FSF stabilization of a DFB fiber laser is depicted in Fig. 1. The DFFL is a 33 mm-long Er^{3+} -doped fiber into which phase-shifted Bragg grating was photo-induced. The intensity transmission coefficients of the resulting mirrors are estimated to be -34 dB and -57 dB, respectively. The laser is pumped at 976 nm through a pump/signal combiner (not shown in the Figure) and emits at 1547 nm two orthogonal polarization states (with eigen-frequencies ν_x and ν_y) with a total output power of about $100 \mu\text{W}$. The FSF loop is based on a polarization-maintaining (PM) polarization beam splitter whose outputs are closed on one another after passing through the frequency shifter, here a PM intensity modulator EOM. The polarization controller PC between the laser and the FSF loop permits to select one of the polarization states, say ν_x , which will be re-injected into the laser. The EOM is driven with the synthesizer at a frequency

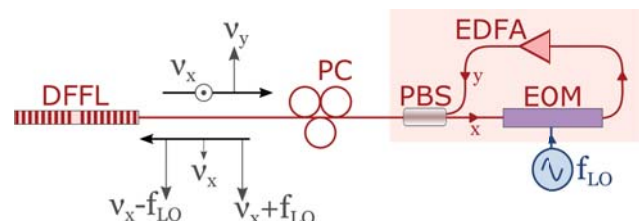


Fig. 1. Experimental scheme. WDM, pump-signal coupler; PC, polarization controller; PBS, polarization beam splitter; EOM, electro-optic modulator. The EDFA is optional and permits to control the re-injected power. RF spectra are recorded by a 10 GHz bandwidth photodiode at the output.

f_{LO} , and thus generates in the optical field two sidebands at frequencies $\nu_x \pm f_{LO}$. Hence, for a small detuning $\Delta = f_{LO} - |\nu_y - \nu_x| = f_{LO} - \Delta\nu$, the re-injected field contains an optical sideband resonant with ν_y . Intracavity coupling may then lead to frequency locking between ν_y and the $\nu_x + f_{LO}$ component of the reinjected field. This results in the stability transfer from the synthesizer f_{LO} to the beat note $|\nu_y - \nu_x|$. In order to control the re-injected power and to improve the locking range, a PM erbium-doped fiber amplifier (EDFA) can be inserted inside the loop. When the EDFA is inserted, the overall feedback loop length is 9.2 m. In order to monitor the beat note with a 10 GHz bandwidth photodiode, an optical coupler (not shown in the figure) is inserted between the PC and the PBS.

The free-running beat note is around 1 GHz; its linewidth is 3 kHz, as shown in Fig. 2(a), and it drifts over a few MHz in hours. In a first realization of the loop, without the EDFA, the locking range is measured to be between 100 kHz and 400 kHz, depending on the pump power. Then, by adding the EDFA, we find the locking range to reach 4 MHz. When the DFFL beat is stabilized, it exhibits high spectral purity. As can be seen in Fig. 2(b), the beat linewidth is measured to be 1 Hz (that is the resolution bandwidth of the spectrum analyzer), corresponding to the synthesizer linewidth also measured with the same apparatus. In this situation, one can then measure the phase noise. In Fig. 2(c), we plot the phase noise spectra of the locked beats without and with the EDFA, together with the synthesizer reference. As expected, we observe that the noise floor is reduced when the re-injection power is higher. For example, with the EDFA inside the loop, the phase noise is reduced to -104 dBc/Hz at 1 kHz offset, almost as low as the synthesizer noise floor. The phase noise is clearly limited by the synthesizer at lower frequencies. In addition, we verify that our locking range is wide enough to compensate for usual environmental fluctuations in the laboratory: Fig. 2(d) plots

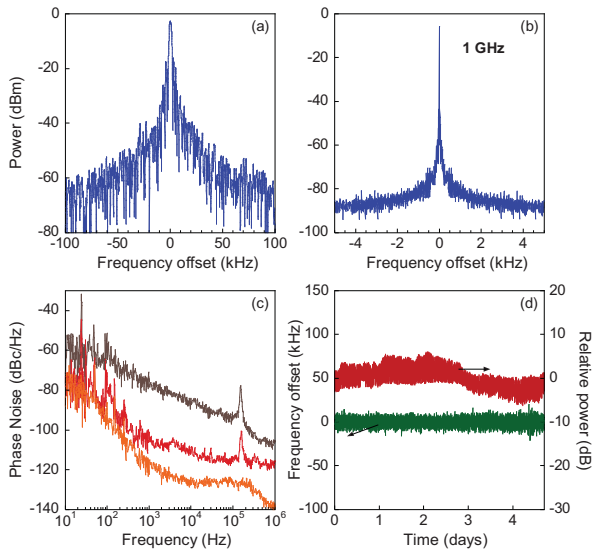


Fig. 2. Stabilization of the 1 GHz beat. (a) Free-running beat of the dual-polarization DFB fiber laser, with a typical 3 kHz linewidth at -3 dB. (b) Injection-locked beat note, with an instrument-limited linewidth of 1 Hz. (c) Phase noise spectra of the beat without EDFA in the loop (brown), with a 10 dB gain EDFA in the loop (red), and of the synthesizer (orange). (d) Long-term injection-locked operation kept for days.

the record of both amplitude and frequency of the beat on the scale of a few days. The frequency noise observed is an artifact due to the acquisition method (keeping a wide span and a large RBW = 100 kHz).

Our FSF scheme benefits from the wide bandwidth of EOMs. It is then possible to extend the stabilization scheme to any beat frequency in the EOM bandwidth, without any change in the experimental set-up; except obviously for the synthesizer frequency. For example, we use another DFB laser that provides a beat frequency between orthogonally polarized modes at around 10 GHz. The active medium is made with a 50 mm-long erbium-doped fiber. The FBG is photo-induced at 248 nm, its central wavelength is $\lambda_B = 1533$ nm, its length is $L_B = 48$ mm, and its strength is $\kappa = 275$ m^{-1} . The resulting calculated effective length is $L_{eff} = 3.6$ mm. A π phase-shifter is made at 27 mm from the beginning of the grating, leading to mirror intensity transmissions of -59 dB and -28 dB. While the birefringence is of the same order of magnitude as the other laser, we observe dual-frequency operation with one frequency at the center of the stop band, as usual, and another at the edge of the stop band, 10.2 GHz apart [ProcSPIE]. With this laser we find FSF locking as before, with quite similar results. Fig. 3(a) reproduces the locked beat note spectrum, showing again an instrument-limited 1 Hz linewidth. The locking range is of a the same order of magnitude, typically 1 MHz. Fig. 3(b) shows the phase noise spectral density, with a synthesizer noise that is naturally higher at 10 GHz than at 1 GHz. The beat phase faithfully fits the reference up to 300 Hz and a plateau at -90 dBc/Hz then follows up to 100 kHz.

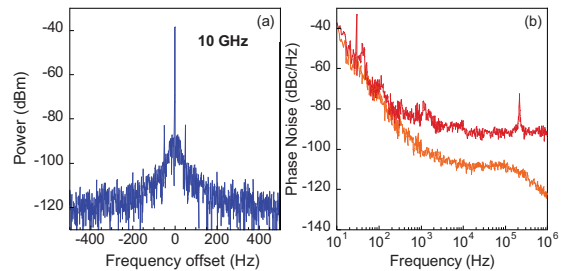


Fig. 3. Locked DFFL beat at 10 GHz. (a) RF spectrum. Span 10 kHz, RBW 1 Hz, VBW 1 Hz. (b) Phase noise spectra of the locked beat note with EDFA (red curve), and of the synthesizer (orange curve).

While these two experiments demonstrate the ability of the FSF scheme to stabilize dual-polarization fiber lasers for microwave-optical distribution, an ideal microwave-optical source would be free of any external reference. This motivates the latter part of this work.

III. SELF-STABILIZATION USING A DELAY LINE

The principle at stake here is to synchronize the beat against itself, that is, on its value taken at a preceding time. Following Ref. [19] we need a FSF loop as described above, on the one hand, and an optical delay line, on the other hand. The experimental set-up of such a hybrid FSF loop is schematized in Fig. 4, where the DFFL is the 1 GHz sample already used in the beginning of Section II.

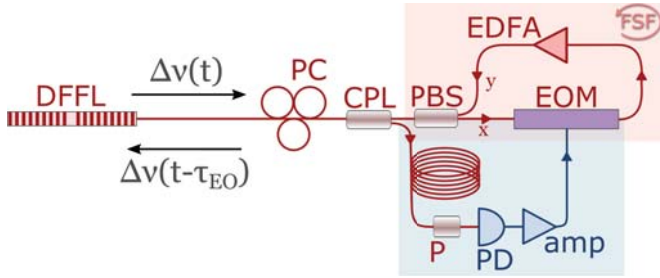


Fig. 4. Experimental self-stabilization scheme. CPL, coupler; P, polarizer; PD, photodiode; amp, 10 GHz bandwidth amplifier.

The coupler permits to separate the FSF part from the delay line. The delay line contains an SMF fiber spool of length L , which introduces a delay τ_{EO} between the laser output field and the reinjected frequency-shifted field. The delayed beat is sent to a 10 GHz-bandwidth receiver (photodiode and amplifier), whose output is then connected to the RF modulation port of the EOM. This replaces the reference synthesizer of the scheme in Section II. Hence the EOM in the FSF loop is driven at frequency $\Delta\nu(t-\tau_{EO})$, producing sidebands at frequencies $\nu_x \pm \Delta\nu(t-\tau_{EO})$. Injection can then lock the laser frequency ν_y on the reinjected component at $\nu_x + \Delta\nu(t-\tau_{EO})$. When the loop is closed, the beat is then locked to its own value at a preceding time $t-\tau_{EO}$. This scheme efficiently reduces the beat noise especially in the $[0; 1/\tau_{EO}]$ band. Here again, the EDFA is optional and permits to optimize the reinjected power.

The dynamics of this dual-loop hybrid opto-electronic oscillator is governed by three characteristic times: the relaxation oscillation period τ_r that determines the laser bandwidth, the optical delay τ coming from the FSF loop, that will determine the external cavity resonance frequencies, and the opto-electronic delay τ_{EO} that influences the beat noise reduction, as in regular OEOs [20]. In our experimental conditions, we measure $\tau_r \approx 5 \mu\text{s}$ (relaxation frequency is 200 kHz at nominal pump power) and $\tau = 50 \text{ ns}$ corresponding to an external cavity free spectral range of $1/\tau = 20 \text{ MHz}$. Of course τ_{EO} depends on the loop fiber coil length. In order to filter the relaxation oscillations out, we need a delay longer than $5 \mu\text{s}$ leading to $L > 1 \text{ km}$ typically. Besides, it is important to note that since the free spectral range ($1/\tau$) is much higher than the laser bandwidth ($1/\tau_r$), one can expect an operation without external cavity mode hops.

The principal features of our hybrid loop are summarized in Fig. 5. When $L = 100 \text{ m}$, it is found that the delay has no measurable influence on the beat note spectrum (compare Fig. 5(a) with Fig. 2(a)). When $L = 5 \text{ km}$, the beat spectral width is reduced down to 300 Hz, that is a factor of 10 narrower than in free-running conditions. We then keep $L = 5 \text{ km}$ in the following, corresponding to $\tau_{EO} = 25 \mu\text{s}$ ($1/\tau_{EO} = 40 \text{ kHz}$). Moreover, since $1/\tau = 20 \text{ MHz}$, we check in the spectrum of Fig. 3(c) the absence of resonance 20 MHz apart from the beat note (no mode hops in the external reinjection cavity). Finally, the typical phase noise is reproduced in Fig. 5(d). Compared with the free running phase noise of this laser, we measure about 20 dB reduction up to $1/\tau_{EO} = 40 \text{ kHz}$ offset frequency, where a resonance due the delay loop appears, as expected. Note that the free-running beat phase noise was measured using an in-loop measurement in a OPLL stabilization scheme [15].

In the long term, slow drifts are measured to be of a few kHz per hour, with some spurious 40 kHz mode hops. These are probably due to typical thermal changes in the laboratory, since no special effort was made to isolate the 5 km-long fiber spool from acoustic and thermal fluctuations. We also note that the beat power keeps perfectly stable in the meantime. As compared to a standard OEO, or to a hybrid OEO, one interesting point brought here by the erbium-doped DFFL is that the active medium acts as a filter with respect to the external cavity. Hence microwave filtering is not necessary, while tunability remains possible.

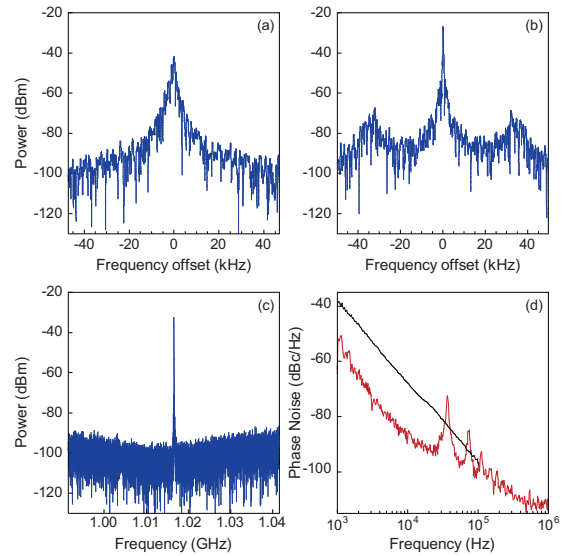


Fig. 5. Self-stabilization of the 1 GHz DFFL using FSF and the delay line. (a) $L = 100 \text{ m}$. (b) $L = 5 \text{ km}$. (c) Same as (b) with a wide span showing the “single-mode” operation of the external cavity. (d) Phase noise spectrum of the hybrid oscillator at 1 GHz (red line) compared to the free running beat (black line).

IV. DISCUSSION

To conclude, we present the stabilization of dual-polarization $1.5 \mu\text{m}$ DFB fiber lasers by the frequency-shifted feedback method, at 1 GHz and 10 GHz. The 4 MHz locking range is of the same order as what was obtained with an OPLL scheme on the same laser [14] and permits long-term stabilization in laboratory conditions. The locked phase noise is -104 dBc/Hz at 1 kHz offset, which is lower than in the OPLL case, and also lower than what was obtained with direct optical feedback on a DBR fiber laser [11]. In addition to these experimental results, we have begun to simulate numerically the laser dynamics in presence of re-injection with a rate-equation model [22].

We have also demonstrated a hybrid microwave-optical oscillator with the fiber laser. This self-stabilization method proves efficient provided that the delay line is long enough to filter the low-frequency relaxation oscillation noise out. We have shown a 10-fold linewidth reduction and a corresponding almost 20 dB phase noise reduction. Moreover, RF filtering is not necessary in the loop, contrary to the more usual semiconductor case. This asset could permit to tune the stabilized beat note. Finally the method is independent of the

carrier and will be extended to higher beat frequencies. Namely, further work includes the application to other DFFLs, like high-power Er-Yb co-doped samples, and to beat frequencies, adapted to the 5G communication bands for instance. To this aim, we are currently working on DBR fiber lasers that can generate beat signals for radio-over-fiber in the 3.5 GHz region, while 26 GHz sources need further investigations.

This work is partially supported by DGA (ANR-16-ASTR-0016), and by Région Bretagne, FEDER, Rennes Metropole (CPER SOPHIE-Photonique).

REFERENCES

- [1] W. H. Loh and R. I. Laming, "1.55 μm phase-shifted distributed feedback fibre laser," *Electron. Lett.* **31**, 1440 (1995).
- [2] J.L. Philipsen, M.O. Berendt, P. Varming, V.C. Lauridsen, J.H. Povlsen, J. Hubner, M. Kristensen and B. Palsdottir, "Polarisation control of DFB fibre laser using UV-induced birefringence phase-shift," *Electron. Lett.* **34**, 678-679 (1998).
- [3] E. Rønnekleiv, M. Ibsen, and G. Cowle, "Polarization characteristics of fiber DFB lasers related to sensing applications," *IEEE J. Quantum Electron.* **36**, 656 (2000).
- [4] O. Hadeler, M. Ibsen, and M. N. Zervas, "Distributed-feedback fiber laser sensor for simultaneous strain and temperature measurements operating in the radio-frequency domain," *Appl. Opt.* **40**, 3169 (2001).
- [5] T. Zhang, J. Zhang, L. Chang, Y. Liang, L. Jin, H. Liang, and B. O. Guan, "Response of an erbium-doped dual-polarization fiber laser to a perpendicular gradient magnetic field," *Opt. Lett.* **42**, 4675-4678 (2017).
- [6] D. Liu, Y. Liang, L. Jin, H. Sun, L. Cheng, and B. O. Guan, "Highly sensitive fiber laser ultrasound hydrophones for sensing and imaging applications," *Opt. Lett.* **41**, 4530-4533 (2016); erratum *Opt. Lett.* **41**, 5494 (2016).
- [7] J. S. Leng, Y. C. Lai, W. Zhang, and J. A. R. Williams, "A new method for microwave generation and data transmission using DFB laser based on fiber Bragg gratings," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**, 1729 (2006).
- [8] B.-O. Guan, Y. Zhang, L.-W. Zhang, H.Y. Tam, "Electrically tunable microwave generation using compact dual-polarization fiber laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **21**, 727-729 (2009).
- [9] J. Maxin, S. Molin, G. Pillet, L. Morvan, A. Mugnier, D. Pureur and D. Dolfi, "Dual-frequency distributed feedback fibre laser for microwave signals generation," *Electron. Lett.* **47**, 479-480 (2011).
- [10] Y.-N. Tan, L. Jin, L. Cheng, Z. Quan, M. Li, B.-O. Guan, "Multi-octave tunable RF signal generation based on a dual-polarization fiber grating laser," *Opt. Express* **20**, 6961-6967 (2012).
- [11] Y. Liang, L. Jin, L. Cheng, and B.-O. Guan, "Stabilization of microwave signal generated by a dual-polarization DBR fiber laser via optical feedback," *Opt. Express* **22**, 29356 (2014).
- [12] Q. Yuan, Y. Liang, L. Jin, L. Cheng, and B.-O. Guan, "Implementation of a widely tunable microwave signal generator based on dual-polarization fiber grating laser," *Appl. Opt.* **54**, 895 (2015).
- [13] J. Maxin, G. Pillet, B. Steinhauser, L. Morvan, O. Llopis, and D. Dolfi, "Widely Tunable Opto-Electronic Oscillator Based on a Dual-Frequency Laser" *J. Lightwave Technol.* **31**, 2919-2925 (2013).
- [14] M. Guionie, L. Frein, A. Carré, G. Loas, F. Bondu, E. Pinsard, L. Lablonde, B. Cadier, M. Alouini, M. Romanelli, M. Vallet, and M. Brunel, "Beat note stabilization in dual-polarization DFB fiber lasers by an optical phase-locked loop," *Opt. Express* **26**, 3483 (2018).
- [15] M. Guionie, L. Frein, F. Bondu, A. Carré, G. Loas, E. Pinsard, B. Cadier, M. Alouini, M. Romanelli, M. Vallet, M. Brunel, "Dual polarization DFB fiber lasers as optical phase-locked microwave sources in the 1-10 GHz range," *Proc. SPIE* **10683**, Fiber Lasers and Glass Photonics: Materials through Applications, 106832G (2018).
- [16] L. Kervevan, H. Gilles, S. Girard, and M. Laroche, "Beat-note jitter suppression in a dual-frequency laser using optical feed-back," *Opt. Lett.* **32**, 1099 (2007).
- [17] J. Thévenin, M. Vallet, M. Brunel, H. Gilles, and S. Girard, "Beat-note locking in dual-polarization lasers submitted to frequency-shifted optical feedback," *J. Opt. Soc. Am. B* **28**, 1104 (2011).
- [18] L. Wang, M. Romanelli, F. Van Dijk, and M. Vallet, "Photonic microwave oscillator based on monolithic DFB lasers with frequency-shifted feedback," *Electron. Lett.* **50**, 451 (2014).
- [19] M. Vallet, M. Romanelli, G. Loas, F. van Dijk, and M. Alouini, "Self-stabilized optoelectronic oscillator using frequency-shifted feedback and a delay line", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **28**, 1088 (2016).
- [20] X. S. Yao and L. Maleki, "Optoelectronic oscillator for photonic systems," *IEEE J. Quantum Electron.* **32**, 1141 (1996).
- [21] A. Thorette, M. Romanelli, S. Bouhier, F. Van Dijk, M. Vallet and M. Alouini, "Hybrid opto-electronic oscillator for single-sideband microwave photonics", *Electron. Lett.* **54**, 706 (2018).
- [22] A. Thorette, M. Romanelli, M. Brunel, and M. Vallet, "Frequency-locked chaotic opto-RF oscillator," *Opt. Lett.* **41**, 2839-2842 (2016)

Delay-induced instability in phase-locked dual-polarization distributed-feedback fiber lasers

M. Guionie,¹ M. Romanelli,¹ A. Thorette,¹ A. Carré,¹ E. Pinsard,² L. Lablonde,² B. Cadier,²
M. Alouini,¹ M. Vallet,¹ and M. Brunel¹

¹Univ Rennes, CNRS, Institut FOTON UMR 6082, F-35000 Rennes, France

²iXblue Photonics, rue Paul Sabatier, F-22300 Lannion, France



(Received 23 January 2020; accepted 27 March 2020; published 28 April 2020)

We study experimentally and theoretically a dual-polarization fiber laser submitted to time-delayed frequency-shifted optical feedback. In addition to the usual frequency-locking regime that is expected when the frequency shift is close to the polarization beat frequency, we observe at high pumping rates a dynamical pulsing regime inside the locking range. This regime is experimentally evidenced in a full-fibered experiment based on an erbium-doped distributed-feedback fiber laser in which polarization beat frequency is about 1 GHz. A rate-equation model including the frequency-shifted feedback term reproduces well the experimental bifurcation maps, provided that both the time delay and a phase-amplitude coupling parameter (α factor) are taken into account. The impact on microwave-photonics applications is discussed.

DOI: [10.1103/PhysRevA.101.043843](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.101.043843)

I. INTRODUCTION

Distributed-feedback (DFB) fiber lasers are appealing sources for various applications, notably because they offer a combination of low linewidth and high power [1]. When operating in a regime of simultaneous emission of two orthogonal eigenstates, such short-cavity lasers can be considered as microwave-optical sources, since the typical beat frequency between the two polarization modes is in the GHz range [2–9]. In this context, the stabilization of the beat frequency, in order to reduce the phase noise in microwave photonic links, is a question that led recently to develop an optical phase-locked loop scheme [9], and to the use of frequency-shifted optical feedback [10]. However, a full dynamical description of fiber lasers with FSF has not been explored yet.

Frequency-shifted feedback (FSF) was originally introduced to stabilize dual-frequency bulk solid-state lasers [11,12]. It fostered further developments in our group, leading to the discovery of original bounded-phase [13,14], excitablelike [15], or intensity-chaotic frequency-locked [16] regimes. Other studies involved integrated pairs of semiconductor lasers [17,18], but the case of fiber lasers was left open. Contrary to bulk solid-state lasers, as we will show in the following, the effect of the time delay on the feedback regimes in DFB fiber lasers turns out to be important, as in many other fields [19]. Besides, the phase-amplitude coupling parameter (α factor) remains a debated question for fiber lasers [20–23]. Since this parameter is well known to induce a wealth of dynamics in semiconductor lasers [24], it may also play a role in the fiber laser feedback scheme. Also, DFB fiber lasers were shown to exhibit specific dynamics with respect to semiconductor lasers in direct injection experiments [25,26]. Consequently, the study of DFB fiber lasers subjected to optical feedback needs to be performed for both applied and fundamental laser dynamics issues.

Here we propose an all-fibered experimental setup based on a dual-frequency erbium-doped DFB fiber laser. A

feedback loop containing an intensity modulator permits one to reinject one frequency-shifted polarization mode into the other. In Sec. II, we show experimentally that short-cavity fiber lasers exhibit either a simple locking regime, or an original dynamical regime within the locking range, depending on the laser pumping rate. Phase noise is measured in the locking region. In Sec. III, we focus on a set of delayed-differential equations in order to model the system with the best accuracy, paying attention to the bifurcation maps obtained in the feedback rate-detuning plane and to the role of delay and α factor. Conclusions, discussion of applications, and perspectives are given in Sec. IV.

II. EXPERIMENTAL RESULTS

A. Method

The experimental setup designed for the FSF stabilization of a DFB fiber laser is described in Fig. 1. The fiber laser is a 33-mm-long Er³⁺-doped fiber into which a phase-shifted Bragg grating was photoinduced. The intensity transmission coefficients of the resulting mirrors linked to both grating sections separated by the phase step are estimated to be -34 dB and -57 dB, respectively, and the laser effective length is about 2.6 mm. The laser is pumped at 976 nm through a pump-signal combiner (WDM) and emits at 1547 nm two orthogonal polarization modes E_x and E_y with eigenfrequencies ν_x and ν_y , respectively (we choose $\nu_x > \nu_y$). The threshold pump power is about 10 mW, and the laser emits a total continuous-wave output power of about 100 μ W when backward pumped with 100 mW. Due to the birefringence induced by UV photo inscription of the Bragg grating [27], the polarization beat is at around $f_b = \nu_x - \nu_y = 1$ GHz. This beat frequency is slightly tunable using either the pump power, with a slope of -20 kHz/mW, or the DFB temperature, with a slope of about 10 kHz/K. In free-running operation, the radio-frequency beat note has a linewidth of 3 kHz, and drifts

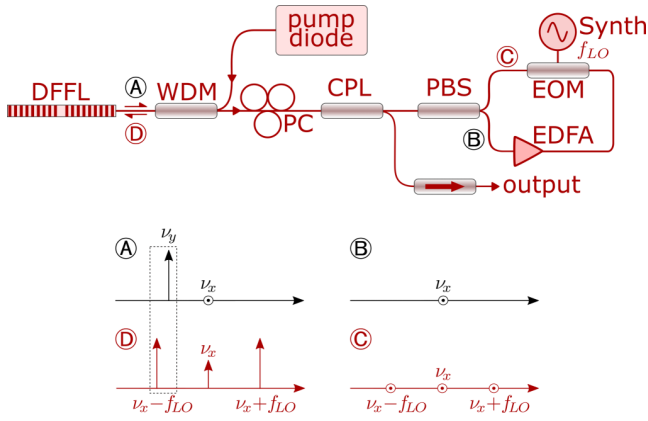


FIG. 1. Full-fibered experimental scheme of a dual-frequency fiber laser (DFFL) submitted to polarization-rotated frequency-shifted feedback. WDM, pump signal combiner; PC, polarization controller; CPL, 10-dB coupler; PBS, polarization beam splitter; EOM, electro-optic modulator driven by a synthesizer at frequency f_{LO} . The EDFA permits one to control the feedback power. Optical spectra at different points are sketched below: When ν_x is selected by the PBS, the $\nu_x - f_{LO}$ component of the reinjected field is resonant with ν_y . See text for details.

within a few MHz span over a period of one day [9]. Such dual-frequency fiber laser (DFFL) free-running features are very attractive for heterodyning applications, compared to the use of separate lasers. However, it does not meet the standards for high-purity microwave-photonic links, hence motivating the search for efficient stabilization loops.

The FSF loop is based on a polarization-maintaining (PM) polarization beam splitter whose outputs are closed on one another after passing through the frequency shifter, here realized with a PM electro-optic modulator (EOM). It is a standard Mach-Zehnder-type amplitude modulator which provides a high bandwidth (10 GHz). The polarization controller PC between the laser and the FSF loop permits one to select one of the polarization states, say $E_x(\nu_x)$, with an extinction ratio reaching 40 dB (at point B in Fig. 1). The remaining circulating mode can be amplified through a PM erbium-doped fiber amplifier (EDFA) with a maximum gain G of 17 dB, and then reaches the EOM. The EOM is driven by a synthesizer at frequency f_{LO} , acting as a local oscillator, and thus generates in the optical field two sidebands at frequencies $\nu_x \pm f_{LO}$. By biasing the EOM at minimum carrier transmission, the sideband power is maximized with respect to the carrier, with a typical 20-dB ratio (at point C in Fig. 1). After the PBS, we are then left with a feedback field whose polarization direction is parallel to E_y . Hence, for a small detuning $\Delta = f_{LO} - (\nu_x - \nu_y) = f_{LO} - f_b$, the reinjected field contains an optical sideband resonant with ν_y . Intracavity coupling may then lead to frequency locking between ν_y and the $\nu_x - f_{LO}$ component of the reinjected field (compare D with A in Fig. 1). We then expect to find a stability transfer from the synthesizer f_{LO} to the beat note f_b . When the EDFA is inserted, the overall feedback loop is about 8 m, corresponding to a delay $\tau = 40$ ns. Note that the clockwise rotation of the y polarization along the feedback loop is prevented by an optical isolator associated with the EDFA, thus eliminating any risks of mutual delayed

feedback. Besides in order to monitor the beat note, a 90:10 optical coupler is inserted between the PC and the PBS. The -10 dB output is then detected with a 10-GHz bandwidth photodiode after an optical isolator.

In addition to the detuning Δ parameter, two other system parameters are important in the following dynamical study: the injection rate and the laser pumping power. The injection rate is $\Gamma_{exp} = \sqrt{P_{inj}/P_x}$, where P_x is the intracavity power emitted in the x -polarized mode (roughly half the total power), and P_{inj} is the power reinjected inside the laser by the feedback field, that is, y polarized and frequency shifted. Considering the estimated output coupler intensity transmission T and the measured global transmission T_{loop} of the feedback loop (including EOM conversion losses as well as all the insertion losses), the EDFA gain parameter permits one to raise $\Gamma_{exp} = T\sqrt{T_{loop}G}$ up to 3.8×10^{-4} . Note that, while the reinjected optical power is very low (at the pW level), it still corresponds to a strong feedback: the normalized reinjection rate as defined in Sec. III is found to be in the 0–30 range. Besides, the pumping power is commonly characterized by the excitation rate η which is the ratio of the pumping power to the threshold power.

B. Stabilization results

In a first step, we record the RF spectra when the local oscillator is swept. We choose to inject E_x into the FSF loop, as in Fig. 1, with a moderate excitation rate $\eta = 1.3$ and an EDFA gain of 12 dB yielding $\Gamma_{exp} = 2.2 \times 10^{-4}$. The free-running beat is $f_b = 1.015$ GHz. In this case, the spectrogram shown in Fig. 2(a) is recorded while sweeping the synthesizer frequency across f_b over a 7-MHz span in 1000 steps. As a result, each of the 1000 lines in the figure corresponds to an electrical spectrum coded in false colors. The two (high-intensity) yellow lines correspond to the free-running beat f_b (central line) and the swept synthesizer f_{LO} (oblique line), respectively. As expected from such an injection experiment, when the local oscillator is close enough to the free beat note, the laser gets locked. Figures 2(b) and 2(c) show spectra corresponding to two lines of Fig. 2(a), in the unlocked and locked regimes, respectively. The locking range between the beat note and the synthesizer, emphasized by the dotted box in Figs. 2(a) and 2(d), is measured to be about 2 MHz.

We observe that the locking region increases with the reinjection rate, as is usual with injection schemes. Figure 3 shows a map of the experimental locking region in the (Δ, Γ) plane. Γ is driven by the EDFA gain. At a maximum gain of 17 dB, the locking range is 4-MHz wide. It is noteworthy to mention that such a locking range is wide enough to compensate for usual laboratory temperature variations, and that the DFFL then stays locked for days. This map also shows that the locking region is symmetrical with respect to the detuning. Note also that, in a first realization of the loop made without the EDFA, stabilization also occurred at small detunings and the locking range was measured to be about 200 kHz.

C. Self-pulsing dynamics

In a second step, we notice that the DFFL offers another kind of response at higher pumping rates. Indeed, we observe

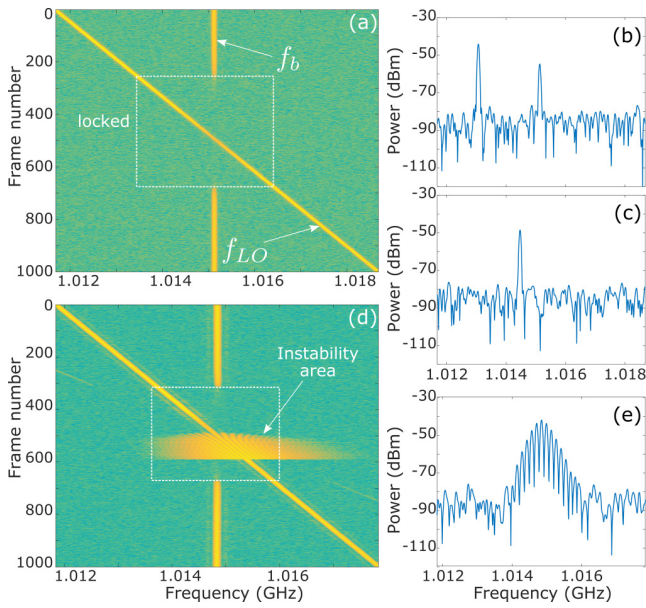


FIG. 2. RF spectrum analysis of the beat note. $\Gamma_{\text{exp}} = 2.2 \times 10^{-4}$ ($G = 12$ dB). Resolution bandwidth (RBW) 50 kHz. (a)–(c) $\eta = 1.3$ ($\Gamma = 20$). Span 7 MHz. (a) Swept spectrogram showing unlocked and locked states. RF spectra (b) from the unlocked regime and (c) from the locked regime in (a). (d) and (e) $\eta = 4.1$ ($\Gamma = 12$). Span 6 MHz. (d) Swept spectrogram showing the instability area within the locked state. (e) RF spectrum extracted from the instability area in (d).

an area of instabilities inside the locking range as soon as η is above a value of roughly 3. The corresponding spectrogram is then the one shown in Fig. 2(d), recorded at $\eta = 4.1$, for example. The instability area appears for positive values of Δ , and the spectrum then develops a comb of equidistant lines with a frequency spacing of the same order of magnitude

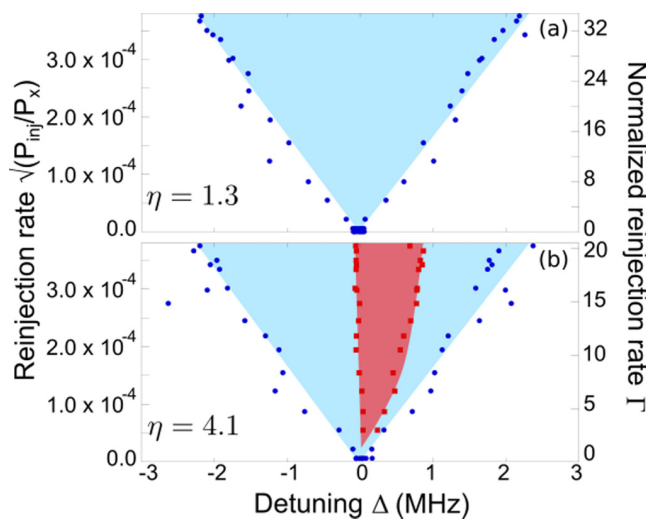


FIG. 3. Experimental stability maps in the (Δ, Γ) plane at different pumping rates. (a) $\eta = 1.3$, (b) $\eta = 4.1$. Dots are experimental points. Colored areas delimit the different stability regimes. White, unlocked; blue, locked; red, self-pulsing instability.

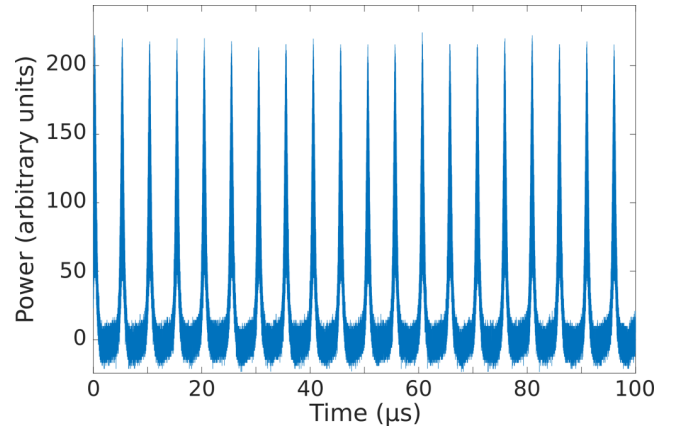


FIG. 4. Oscilloscope trace of the self-pulsing regime inside the instability area. $\eta = 11.2$ and $\Gamma = 5$.

as the relaxation oscillation frequency ($f_R = 170$ kHz in this case), as depicted in Fig. 2(e). The corresponding oscilloscope trace is reproduced in Fig. 4, showing a regular self-pulsing regime with a 200-kHz repetition rate of 2- μs -long pulses. We observe that the pulsing period increases with the detuning. The lower panel of Fig. 3 shows both locking (in blue) and instability (in red) regions in the (Γ, Δ) plane for $\eta = 4.1$. As in the previous low excitation rate case, the locking range increases with the injection rate up to about 4 MHz at maximum. The normalized right-hand side vertical scale changes with respect to the upper panel, since the relaxation oscillation frequency increases with the excitation rate.

Interestingly, we find that when the roles of E_x and E_y are interchanged, the response of the system looks different at first sight. Thanks to the polarization controller, we check the dynamical responses when E_y is injected in the FSF loop instead of E_x . In this case, frequency locking occurs between ν_x and the $\nu_y + f_{\text{LO}}$ component of the reinjected field. We still find a locking region, with a comparable width, but the instability area appears for an *opposite* detuning. This is obvious by comparing the spectrograms of Figs. 5(a) and 5(b). This apparent sign reversal is explained by considering the optical frequencies: In the first situation [Fig. 5(a)], the instability is obtained when $\Delta > 0$, that is $\nu_x - f_{\text{LO}} < \nu_y$;

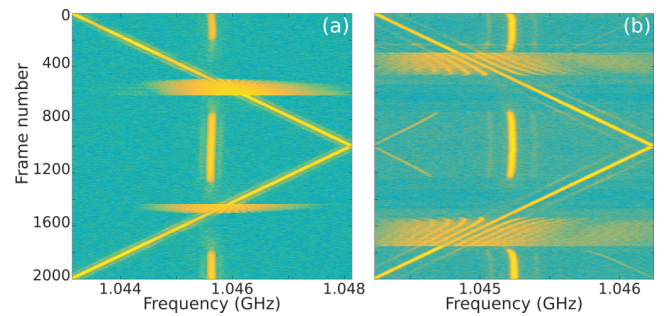


FIG. 5. RF spectrograms recorded $\eta = 4.1$ and $G = 13.6$ dB. (a) E_x reinjected with $\Gamma_{\text{exp}} = 2.6 \times 10^{-4}$ ($\Gamma = 13.9$). Span 5 MHz. Instability areas are observed when $\Delta > 0$. (b) E_y reinjected with $\Gamma_{\text{exp}} = 1.9 \times 10^{-4}$ ($\Gamma = 10.9$). Span 2 MHz. Instability areas are observed when $\Delta < 0$.

in the second situation [Fig. 5(b)] the instability is obtained when $\Delta < 0$, that is $\nu_y + f_{LO} < \nu_x$. It means that, in both cases, the instability area is consistently found when the reinjected “master” optical frequency is *lower* than the “slave” optical frequency. Another feature of the instability area is that it appears whatever the sweeping direction but with a slight hysteresis: The width of this instability area is narrower when Δ decreases in the first situation [$\nu_x - f_{LO}$ injects ν_y ; see Fig. 5(a)], or when Δ increases in the second situation [$\nu_y + f_{LO}$ injects ν_x ; see Fig. 5(b)].

Finally, when the DFFL operates within the stability region, one can measure its phase noise. In Fig. 6, we plot the phase noise spectra of the beat note in two different parameter regions: in the phase-locked state (green curve) and at the edge of the instability region (blue curve). One can see that the two curves are close to each other at low offset frequencies; this could be an indication of a bounded-phase state at the edge of the instability area [16]. In the instability area, the phase noise spectrum is affected by relaxation oscillations and harmonics, but it is strongly reduced to -80 dBc/Hz at 1 kHz offset. These measurements are compared with a previous plot of the free-running beat note phase noise [9]: The noise is reduced by 40 dB at 1-kHz offset even in the instability region.

To the best of our knowledge, this dynamical instability had not been observed in other laser structures, and it is surely related to the specific time scales of this system. We develop a rate-equation model in the next section that intends to support these original experimental observations.

III. THEORETICAL MODEL

A. Rate equations with delayed feedback

In order to reproduce the experimental results, we introduce the following model equations:

$$\frac{de_x}{ds} = (1 + i\alpha) \frac{(m_x + \beta m_y) e_x}{1 + \beta} \frac{e_x}{2}, \quad (1)$$

$$\frac{de_y}{ds} = (1 + i\alpha) \frac{(m_y + \beta m_x) e_y}{1 + \beta} \frac{e_y}{2} + i\Delta e_y + \Gamma e_x(t - \tau), \quad (2)$$

$$\frac{dm_{x,y}}{ds} = 1 - (|e_{x,y}|^2 + \beta |e_{y,x}|^2) - \epsilon m_{x,y} [1 + (\eta - 1)(|e_{x,y}|^2 + \beta |e_{y,x}|^2)]. \quad (3)$$

The model describes the amplitudes $e_{x,y}$ of two laser fields coupled by optical injection, and the relative population inversions $m_{x,y}$. The scaled time s is related to the physical time t by $s = 2\pi f_R t$. η is the pump parameter, and $\epsilon = \sqrt{\frac{\tau_{cav}}{(\eta-1)\tau_{inv}}}$, where τ_{cav} and τ_{inv} are the cavity and inversion lifetimes, respectively. β accounts for cross-saturation in the active medium. The e_x field is injected into the e_y field after having been delayed and frequency shifted. The injection process is accounted for by two parameters: the detuning Δ and the injection strength Γ . The assumptions and approximations leading to this model are described in more detail in [14,15] and references therein. With respect to the equations written in [14,15], two important parameters complete the model: The equations contain the phase-amplitude coupling α and the delay τ associated with the propagation time in the fibered feedback loop.

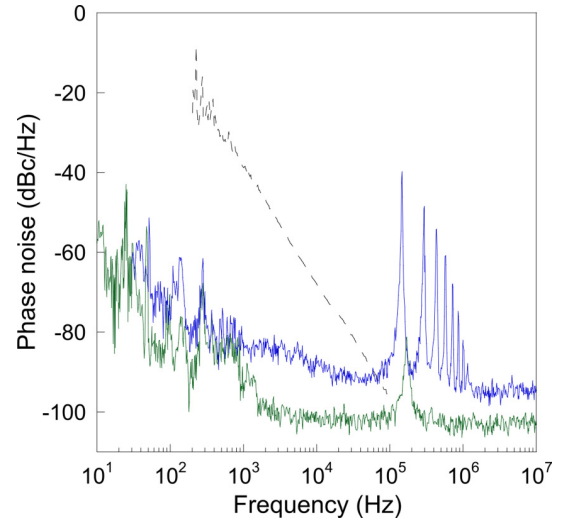


FIG. 6. Phase noise of the beat note in the locked state (green curve), and at the edge of the self-pulsing state (blue curve). Phase noise of the free-running beat, obtained from the phase-locked loop in [9] is recalled for comparison (dashed black curve).

The model parameters are set as follows. τ_{inv} is estimated from the transient response of the laser to a step in the pumping process, similarly to what is done in [28]. Combining the estimated value $\tau_{inv} \simeq 75 \mu\text{s}$ with the measure of f_R , around 160 kHz for a pump rate $\eta = 4$, one can deduce $\tau_{cav} \simeq 40$ ns. We note that from τ_{cav} one can evaluate the global losses over one roundtrip to be 6×10^{-4} (-32 dB). This is in good agreement with the independently estimated mirror transmission of -34 dB. The reinjection strength Γ can be calculated via its expression $\Gamma = \frac{\Gamma_{exp}}{\tau_{RT} 2\pi f_R}$, where τ_{RT} is the roundtrip time inside the laser cavity. For a typical value of $G = 11$ dB one gets $\Gamma \simeq 11$. Now, Γ also gives an estimate of the half width of the locking range normalized to f_R . This leads us to predict a locking range of around 3 MHz, in good agreement with experiments. An important parameter ruling the dynamics of the system is the cross-saturation parameter β . We measure it experimentally by using the ratio of the antiphase and relaxation oscillation frequencies [29,30] and find $\beta = 0.65$, in agreement with former measures in bulk erbium lasers [31].

B. Simulation results

Figures 7(a) and 7(b) present the power spectrum of the beat-note intensity I_{xy} as a function of the detuning Δ . Given that Eqs. (1)–(3) are written for slowly varying amplitudes, the interference between the x - and y -polarized fields must be written as [14]

$$\begin{aligned} I_{xy} &= |e_x e^{i2\pi\nu_x s} + e_y e^{i2\pi(\nu_x - f_{LO})s}|^2 \\ &= |e_x + e_y e^{-i2\pi[f_b + \Delta]s}|^2, \end{aligned} \quad (4)$$

where all frequencies are normalized to f_R . The numerical value of the free-running beat-note frequency f_b is immaterial for the present discussion, and has been shifted to about 1.015 GHz in Fig. 7 to match with the experimental value. We can see from Fig. 7 that the model is able to reproduce

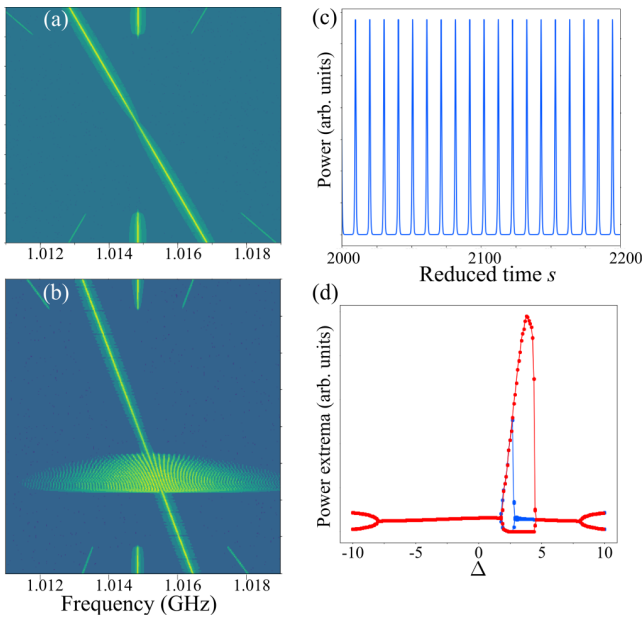


FIG. 7. RF spectrogram computed from Eqs. (1)–(3) with (a) $\eta = 1.3$, $\Gamma = 15$, $\tau = 0.029$, $\epsilon = 0.085$; and (b) $\eta = 4.1$, $\Gamma = 8$, $\tau = 0.047$, $\epsilon = 0.0133$. (c) Time series inside the instability area with $\eta = 4.1$ and $\Delta = 3$. (d) Bifurcation diagram as Δ is swept from left to right (red), then from right to left (blue), showing hysteresis as in the experiment (Fig. 5). $\alpha = 1$ and $\beta = 0.65$ in all simulations.

the experimental findings. When $|\Delta|$ becomes smaller than Γ , the beat-note frequency locks on f_{LO} . Furthermore, at higher pumping rates, we recover an instability area inside the locking range, for positive detunings only, as in the experiment. Inside the instability area, observed periodic self-pulsing regime is predicted as well, as shown in Fig. 7(c). This self-pulsing regime appears for moderate, positive detunings only, and presents some hysteresis [Fig. 7(d)]. As the detuning is further increased, phase locking with the local oscillator is recovered.

In order to have a more global view, we have computed maps of the system's behavior in the $\{\Delta, \Gamma\}$ plane (Fig. 8). To obtain these maps, a time series is computed for each value of Δ and Γ . Then, after eliminating the transient dynamics, we calculate the difference between the extrema of $\delta\phi(t) = \phi_y(t) - \phi_x(t)$, where $\phi_y(t)$ and $\phi_x(t)$ are the arguments of e_y and e_x , respectively. If $\max(\delta\phi) - \min(\delta\phi) = 0$ then the system is phase locked, corresponding to the dark regions in the maps. Conversely if $\max(\delta\phi) - \min(\delta\phi) = 2\pi$ then the system is unlocked, as in the yellow regions. Intermediate bounded-phase zones where $\max(\delta\phi) - \min(\delta\phi) < 2\pi$ also appear. Figures 8(a) and 8(b) are computed with the same phase-amplitude coupling $\alpha = 1$. From Fig. 8(a), which is computed with $\eta = 1.3$, we can see that the instability area disappears at low pump rates. Figure 8(b) is computed with $\eta = 4.1$ and reproduces the appearance of the instability area. We check the influence of the α parameter on these results. First, Fig. 8(c) computed with $\alpha = 0$ fails to reproduce the experimental results, since the instability area disappears. Second, Fig. 8(d) computed with $\alpha = 2$ shows a wide instability zone as in the experiment but the bounded-phase zone

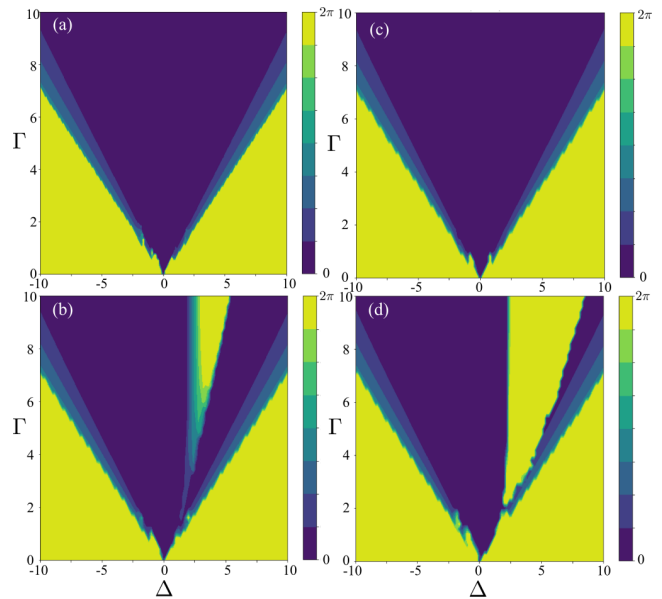


FIG. 8. Simulated stability maps in the (Δ, Γ) plane at (a) $\eta = 1.3$ and $\alpha = 1$; (b) $\eta = 4.1$ and $\alpha = 1$; (c) $\eta = 4.1$ and $\alpha = 0$; and (d) $\eta = 4.1$ and $\alpha = 2$. Other parameters as in Fig. 7.

almost disappears. In Fig. 8(b) we notice that, close to the left border of the instability area, we have a region of bounded phase in agreement with the measured phase noise in Fig. 6, a behavior already reported in other lasers [32]. Concerning the apparent sign reversal observed experimentally in Figs. 5(a) and 5(b), we notice that, in Eqs. (1)–(3), whether $\nu_x > \nu_y$ or not, the form of the equations is the same. However, if $\nu_x > \nu_y$ then $\nu_{inj} = \nu_x - f_{LO}$, and we obtain the RF detuning $\Delta = f_{LO} - f_b$. The instability occurs for $\Delta > 0$, i.e., for $f_{LO} > f_b$. If, on the contrary, one has $\nu_x < \nu_y$, then $\nu_{inj} = \nu_x + f_{LO}$, and Δ becomes $\Delta = f_b - f_{LO}$. So, in this latter case the instability appears for $f_{LO} < f_b$.

C. Discussion

What do we learn from simulations that was not known from the experiment? A first point is that the phase-amplitude α factor, which is sometimes overlooked in solid-state lasers, cannot be ignored in order to reproduce the experimental findings, in particular the asymmetric behavior with respect to Δ . We notice that a moderate value $\alpha = 1$ yields a set of simulations consistent with the experimental data. Another unexpected insight is that the seemingly short delay ($\tau \simeq 0.05$ in units of the laser intrinsic time scale $1/\omega_R$) plays a crucial role in the appearance of the instability. This is obvious from the bifurcation diagram in Fig. 9, where we see that the instability begins at a finite, nonzero value of the delay. This also sheds light on the dependence on the pump rate η . Indeed, a lower value of η implies a slower laser intrinsic dynamics, so that effectively, at low pump rates, the feedback loop appears shorter ($\tau = 0.029$ for $\eta = 1.3$, while $\tau = 0.047$ for $\eta = 4.1$) and the instability disappears. Finally the crucial role of the delay also reveals that the coupling due to cross-saturation in the active medium is essential for observing this instability. Indeed, if $\beta = 0$ the system boils down to a master-slave

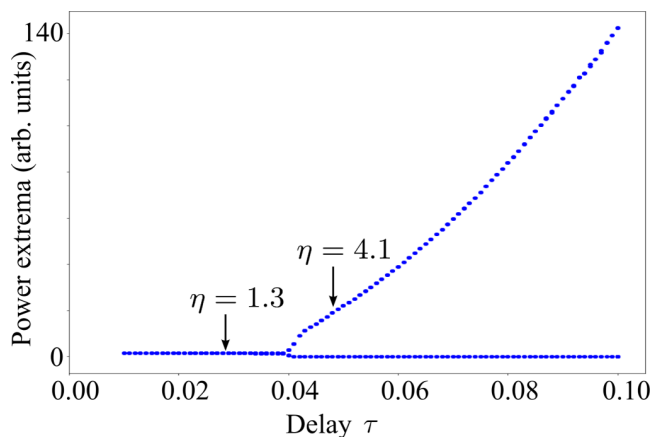


FIG. 9. Bifurcation diagram of the beat-note envelope vs the delay τ . $\eta = 4.1$, $\Gamma = 8$, $\Delta = 3$.

configuration where the x mode is unaffected by the dynamics so that e_x is a constant: Obviously in this case the notion of delay loses its meaning.

IV. CONCLUSION

We have studied experimentally and theoretically a dual-polarization fiber laser in the presence of frequency-shifted feedback. In addition to the expected phase-locking effect typical of coupled oscillators, we have observed an original dynamical regime of self-pulsed operation inside the phase-locking region. A set of normalized coupled rate equations has been introduced with all the parameters experimentally measured except the α factor. It permits one to find all the typical regimes of this laser's dynamics: the phase locking region and the instability area.

As regards microwave photonics applications, our feedback scheme provides a very efficient stabilization mechanism of the beat note. The locking range can reach 4 MHz at

maximum gain in our setup; it could be further enhanced with higher optical gain in the loop. The locking range is wide enough to compensate for environmental drifts, leading to robust beat-note stabilization for days, with a phase noise as low as -90 dBc/Hz at 1-kHz offset frequency. Here experiments were conducted with a beat note around 1 GHz, but the loop would work at higher frequencies if necessary, provided a wide-bandwidth modulator such as the EOM is used. Finally the setup is all fibered and could be integrated in a compact system.

Our work also shows that the phase-locked state can be destabilized into a regular self-pulsing state, even with a modest delay. We have found that this instability area is characterized by the following features: (i) It appears when the reinjected optical frequency is lower than the other laser frequency only (denoting a nonzero value of the α factor), (ii) its width increases with the reinjection rate, (iii) it appears whatever the sweeping direction but with a slight hysteresis. This impacts of course the design of such loops for applications, where shorter loops would be preferable to avoid spurious self-pulsed states.

Finally our rate-equation model provides simulations consistent with all the experimental results, showing in particular the necessity to include the α factor and the feedback loop time delay. Extension to longer delays can be conveniently realized in our all-fibered laser platform, and easily implemented in the simulations for comparison. This model could also provide a basis for further study of other short-cavity dual-frequency lasers, such as DBR fiber lasers [8] or VECSELs [33].

ACKNOWLEDGMENTS

This work was partially funded by DGA (Grants No. ANR-16-ASTR-0016 and No. 2017-60-0010), and Région Bretagne, FEDER, and Rennes Metropole (CPER SOPHIE-Photonique).

- [1] S. Fu, W. Shi, Y. Feng, L. Zhang, Z. Yang, S. Xu, X. Zhu, R. A. Norwood, and N. Peyghambarian, Review of recent progress on single-frequency fiber lasers, *J. Opt. Soc. Am. B* **34**, A49 (2017).
- [2] W. H. Loh and R. I. Laming, 1.55 μm phase-shifted distributed-feedback fiber laser, *Electron. Lett.* **31**, 1440 (1995).
- [3] J. S. Leng, Y. C. Lai, W. Zhang, and J. A. R. Williams, A new method for microwave generation and data transmission using DFB laser based on fiber Bragg gratings, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**, 1729 (2006).
- [4] B.-O. Guan, Y. Zhang, L.-W. Zhang, and H. Y. Tam, Electrically tunable microwave generation using compact dual-polarization fiber laser, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **21**, 727 (2009).
- [5] Y.-N. Tan, L. Jin, L. Cheng, Z. Quan, M. Li, and B.-O. Guan, Multi-octave tunable RF signal generation based on a dual-polarization fiber grating laser, *Opt. Express* **20**, 6961 (2012).
- [6] J. Maxin, S. Molin, G. Pillet, L. Morvan, A. Mugnier, D. Pureur, and D. Dolfi, Dual-frequency distributed feedback fibre laser for microwave signals generation, *Electron. Lett.* **47**, 816 (2011).
- [7] Q. Yuan, Y. Liang, L. Jin, L. Cheng, and B.-O. Guan, Implementation of a widely tunable microwave signal generator based on dual-polarization fiber grating laser, *Appl. Opt.* **54**, 895 (2015).
- [8] Y. Liang, L. Jin, L. Cheng, and B.-O. Guan, Stabilization of microwave signal generated by a dual-polarization DBR fiber laser via optical feedback, *Opt. Express* **22**, 29356 (2014).
- [9] M. Guionie, L. Frein, F. Bondu, A. Carré, G. Loas, E. Pinsard, L. Lablonde, B. Cadier, M. Alouini, M. Romanelli, M. Vallet, and M. Brunel, Beat note stabilization in dual-polarization DFB fiber lasers by an optical phase-locked loop, *Opt. Express* **26**, 3483 (2018).
- [10] M. Guionie, A. Thorette, M. Romanelli, A. Carré, G. Loas, E. Pinsard, L. Lablonde, B. Cadier, M. Alouini, M. Vallet, and M. Brunel, "Microwave-optical fiber lasers stabilized by frequency-shifted feedback," in *IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics* (IEEE, Piscataway, 2019).
- [11] L. Keruevan, H. Gilles, S. Girard, and M. Laroche, Beat-note jitter suppression in a dual-frequency laser using optical feedback, *Opt. Lett.* **32**, 1099 (2007).

- [12] J. Thévenin, M. Vallet, M. Brunel, H. Gilles, and S. Girard, Beat-note locking in dual-polarization lasers submitted to frequency-shifted optical feedback, *J. Opt. Soc. Am. B* **28**, 1104 (2011).
- [13] J. Thévenin, M. Romanelli, M. Vallet, M. Brunel, and T. Erneux, Resonance Assisted Synchronization of Coupled Oscillators: Frequency Locking without Phase Locking, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 104101 (2011).
- [14] J. Thévenin, M. Romanelli, M. Vallet, M. Brunel, and T. Erneux, Phase and intensity dynamics of a two-frequency laser submitted to resonant frequency-shifted feedback, *Phys. Rev. A* **86**, 033815 (2012).
- [15] M. Romanelli, A. Thorette, M. Brunel, T. Erneux, and M. Vallet, Excitable-like chaotic pulses in the bounded-phase regime of an opto-rf oscillator, *Phys. Rev. A* **94**, 043820 (2016).
- [16] A. Thorette, M. Romanelli, M. Brunel, and M. Vallet, Frequency-locked chaotic opto-RF oscillator, *Opt. Lett.* **41**, 2839 (2016).
- [17] L. Wang, M. Romanelli, F. van Dijk, and M. Vallet, Photonic microwave oscillator based on monolithic DFB lasers with frequency-shifted feedback, *Electron. Lett.* **50**, 451 (2014).
- [18] M. Vallet, M. Romanelli, G. Loas, F. Van Dijk, and M. Alouini, Self-stabilized optoelectronic oscillator using frequency-shifted feedback and a delay line, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **28**, 1088 (2016).
- [19] T. Erneux, J. Javaloyes, M. Wolfrum, and S. Yanchuk, Introduction to focus issue: Time-delay dynamics, *Chaos* **27**, 114201 (2017).
- [20] E. Rønnekleiv, Frequency and intensity noise of single frequency fiber Bragg grating lasers, *Opt. Fiber Technol.* **7**, 206 (2001).
- [21] S. Foster, Complex susceptibility of saturated erbium-doped fiber lasers and amplifiers, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **19**, 895 (2007).
- [22] S. Foster, G. A. Cranch, and A. Tikhomirov, Experimental evidence for the thermal origin of $1/f$ frequency noise in erbium-doped fiber lasers, *Phys. Rev. A* **79**, 053802 (2009).
- [23] G. A. Cranch, G. A. Miller, J. Harrison, and S. Foster, Characterization of the DFB fiber laser resonator strength and α -parameter by response to external feedback, in *CLEO San Jose 9-14 June 2013* (IEEE, Piscataway, 2014).
- [24] J. Ohtsubo, *Semiconductor Lasers. Stability, Instability and Chaos* (Springer, Berlin, 2017).
- [25] S. Blin, *Réalisation de lasers à fibre à contre-réaction répartie pour l'étude de l'injection optique: comparaison à l'injection avec des lasers à semi-conducteurs* (Université de Rennes 1, Rennes, 2003).
- [26] S. Blin, P. Besnard, O. Vaudel, and S. La Rochelle, Optical injection in semiconductor or fiber lasers: A comparison, the influence of coherence, *Proc. SPIE* **5452**, 534 (2004).
- [27] T. Erdogan and V. Mizrahi, Characterization of UV-induced birefringence in photosensitive Ge-doped silica optical fiber, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 2100 (1994).
- [28] E. Lacot, F. Stoeckel, and M. Chenevier, Dynamics of an erbium-doped fiber laser, *Phys. Rev. A* **49**, 3997 (1994).
- [29] A. J. Poustie, Polarization cross saturation in an Er^{3+} -doped fiber ring laser, *Opt. Lett.* **20**, 1868 (1995).
- [30] E. Lacot and F. Stoeckel, Nonlinear mode coupling in a microchip laser, *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 2034 (1996).
- [31] M. Brunel, A. Amon, and M. Vallet, Dual-polarization microchip laser at $1.53 \mu\text{m}$, *Opt. Lett.* **30**, 2418 (2005).
- [32] M. Romanelli, L. Wang, M. Brunel, and M. Vallet, Measuring the universal synchronization properties of driven oscillators across a Hopf instability, *Opt. Express* **22**, 7364 (2014).
- [33] G. Baili, L. Morvan, M. Alouini, D. Dolfi, F. Bretenaker, I. Sagnes, and A. Garnache, Experimental demonstration of a tunable dual-frequency semiconductor laser free of relaxation oscillations, *Opt. Lett.* **34**, 3421 (2009).

Post-treatment of DBR fibre lasers for enhanced beat-frequency in dual-polarization operation

M. Guionie,¹ M. Brunel,¹ G. Loas,¹ E. Pinsard,² L. Lablonde,² and B. Cadier²

¹Univ Rennes, CNRS, Institut FOTON UMR 6082, F-35000 Rennes, France

²iXblue Photonics, rue Paul Sabatier, F-22300 Lannion, France

Short-cavity fibre lasers, in either DFB or DBR configurations, are well known as compact, efficient and low noise sources. In dual-polarization operation, such dual-frequency fiber lasers (DFFL) may be applied in a wide variety of sensors or as microwave-photonic sources. Indeed, the two polarization modes are split by the fibre birefringence which, in typical DFB lasers with photo-inscribed Bragg gratings, is of the order of 1 GHz. One issue regarding applications of these lasers come from up-scaling the beat frequency in order to meet microwave frequencies relevant for 5G telecoms or radars. Recent works have shown that compression of [1], or side-polishing [2,3], the active medium in DBR fibre lasers could lead to enhanced birefringence, hence higher beat frequencies. In this work we implement post-treatment of DBR dual-polarization fibre lasers using femtosecond UV laser pulses, in order to enhance the beat frequency from about 100 MHz up to 7 GHz.

We use fibre lasers made of co-doped Er:Yb silica fibres. A few cm-long pieces of doped fibre were spliced to regular SMF fibre. Two Bragg gratings were photo-inscribed on each doped sample, leaving a few mm of active medium in-between (from 2 to 6 mm depending on the samples). These lasers are pumped at 980 nm. The 10 mW-power dual-polarized output at 1535 nm is sent through a polarization controller and a polarizer to a 10 GHz bandwidth photodiode; the resulting RF signal is then monitored with an electrical spectrum analyser. During the following post-treatments, the lasers are pumped continuously and beat signals are measured, giving access to real-time birefringence measurement. In a first set of experiments, we have post-treated the active medium with the same 248 nm UV laser as for the photo-inscription process. In agreement with previous results on UV induced birefringence, we find a ten-fold enhancement of the birefringence, leading to beats slightly higher than 1 GHz (see Fig. 1(a)). Using other DBR samples, we directed another set of experiments that aimed at photo-ablating the fibre on one side of the active zone using femtosecond UV pulses at 343 nm (ALPHANOV Technology Centre). Laser operation is maintained during the photo-ablation process, with a dual-polarization beat frequency reflecting the induced birefringence. Starting from the common 125 μm fibre diameter we could reduce the radius by almost 40 μm (0.6 μm removed at each laser scan). The electron microscopy image of the fibre (one broken sample) shows the neat ablation wall in the cladding. As a consequence of the photo-ablation process, the stress-induced birefringence is considerably enhanced: the measured beat frequency starts from 100 MHz ($\sim 10^{-6}$ residual birefringence) up to about 6 GHz (birefringence 8×10^{-5}).

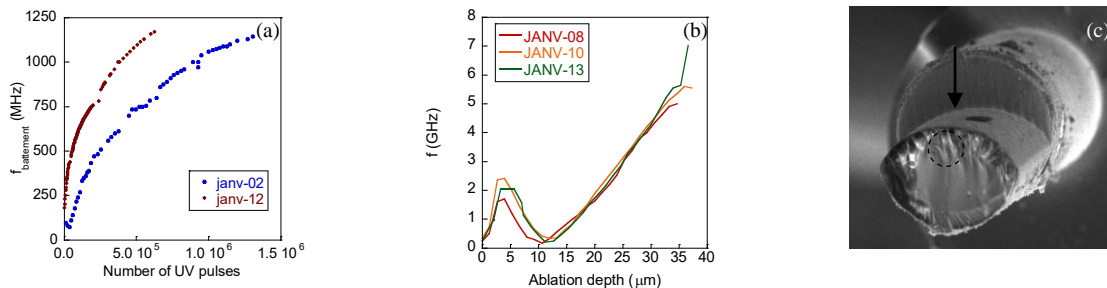


Fig. 1(a) Photosensitivity-induced birefringence in two different samples. (b) Photo-ablation-induced birefringence in three different samples. (c) SEM picture of a broken sample (after ablation down to more than 40 μm).

These first results show that UV photo-ablation of DBR fibre lasers provides an efficient and reproducible means to choose the beat frequency of a DFFL, independently of the active medium length. The peculiar shape of the curves is not fully understood yet but could be due to water removal in the first microns and then to stress relaxation mechanisms. For microwave-photonic applications, beat stabilization schemes demonstrated recently with optical phase-locked loops [4], or frequency-shifted feedback loops [5], could then be implemented to yield ultra-stable microwave-photonic signals. It is also foreseen that such post-treated DBR lasers could be used in sensing applications.

References

- [1] Y. N. Tan et al. Multi-octave tunable RF signal generation based on a dual-polarization fiber grating laser, *Opt. Exp.* **20**, 6961 (2012).
- [2] K. Guo et al., Beat frequency tuning in dual-polarization DFB fiber laser using side polishing technique, *Opt. Exp.* **26**, 34699 (2018).
- [3] X. Yang et al. Side-Polished DBR Fiber Laser with Enhanced Sensitivity for Axial Force and Refractive Index Measurement, *IEEE Photonics J.* **11**, 7101910 (2019)
- [4] M. Guionie et al., Beat note stabilization in dual-polarization fiber lasers by an optical phase-locked loop, *Opt. Express* **26**, 3483 (2018).
- [5] M. Guionie et al., Delay-induced instability in phase-locked dual-polarization fiber lasers, *Phys. Rev. A* **101**, 043843 (2020).