



JCOM 2025

Journée du club Optique Micro-onde

12 juin 2025, LAAS-CNRS, Toulouse



PROGRAMME

- 8:00 - 8:40 Accueil
- 8:40 - 9:00 Ouverture + nouvelles du Club
Présentation du LAAS-CNRS et modalités de visite
- 9:00 - 9:10 Présentation des exposants
- 9:10 - 9:40 **Invité 1 : M. Bertrand, Thales AS**, *Satellite-Based Quantum Information Networks: Challenges and 1st Achievements in Polarization Contrat*
- 9:40 - 10:00 **A. Safiriyu et al., CNAM-ESYCOM, 3-5 Lab**, *Dispositifs photoniques III-V-sur-Si intégrés pour la radio sur fibre (RoF)*
- 10:00 - 10:20 **B. Martin et al., Thales RT**, *Transfert de signaux moyen-infrarouge haute fréquence basé sur des dispositifs à cascade quantique*

PAUSE CAFÉ

- 10:50 - 11:20 **Invité 2 : S. Dhillon, LP-ENS**, *Layered Controlled Terahertz Photonics with 2D Transition Metal Dichalcogenides*
- 11:20 - 11:40 **J. Taillieu et al., IETR, FOTON**, *Réseau d'antennes à photomélangage large bande en bande W basé sur technologie PCB multicouche*
- 11:40 - 12:00 **G. Bourdarot et al., UGA, FOTON**, *Corrélation photonique de signaux multi GHz- Application à la synthèse d'ouverture en radio-astronomie*
- 12:00 - 12:20 **G. Bourcier et al., LAAS-CNRS**, *Verrouillage de soliton par auto-injection sur Fabry Pérot fibré pour la synthèse microonde faible bruit de phase*
- 12:20 - 12:30 Présentation rapide des posters

BUFFET

posters + exposants

- 14:30 - 15:00 **Invité 3 : Christian Chardonnet, LPL**, *Le réseau de temps-fréquence REFIMEVE et son extension européenne FOREST : opportunités pour des applications en physique, communication quantique et pour le fiber sensing*
- 15:00 - 15:20 **A. Hilico et al., LPL, FOTON**, *Étude du comportement long terme d'un oscillateur laser auto-affiné par effet Brillouin*
- 15:20 - 15:40 **J. Pennanech, Thales LAS, Thales RT, LAAS-CNRS**, *Référence de fréquence par oscillateur optoélectronique pour interrogation d'une horloge atomique à piégeage cohérent de population*
- 15:40 - 16:00 **C.-M. Rivera-Aguilar, FEMTO-ST**, *Micro-horloge atomique CPT à régime d'interrogation impulsionnel avec stabilité de fréquence de 2.5×10^{-12} à 10^5 s*
- 16:00 - 16:15 Regroupement et départ de la visite du laboratoire (3 groupes + 1 ISAE)
- 16:15 - 17:15 **Visite du laboratoire**

CLÔTURE

Présentations posters

- 1) **A. Louchet-Chauvet et al., ESPCI Paris**, *Retournement temporel analogique sensible à la phase de signaux RF sur porteuse optique.*
- 2) **G. Dandé et al., FOTON Rennes, Thales RT Palaiseau**, *Retournement temporel de signaux dans les boucles à décalage de fréquence.*
- 3) **A. Bonizec et al., Lab-STICC Brest**, *Méthode d'intégration d'un filtre RF en bande de base afin de linéariser le retard d'un SOA par Up-CPO.*
- 4) **X.P. Le et al., Thales RT Palaiseau, LuMIn Gif-sur-Yvette**, *Study of Graphite/diamond Schottky contact for the electrical readout of an NV ensemble.*
- 5) **A. Bougaud et al., XLim Limoges, PhLAM Lille, EPRC Loughborough**, *Étude théorique d'une architecture innovante de laser Raman programmable.*
- 6) **T. Perriguet et al., FOTON Rennes, CEA LETI Grenoble**, *Caractérisation par peigne de fréquences d'un résonateur en anneau intégré.*
- 7) **D. Teyssieux et al., FEMTO-ST Besançon**, *Mesure du bruit de phase d'un amplificateur optique.*
- 8) **B. Siquin et al., FOTON Rennes**, *Oscillateur opto-électronique intégrant une cavité ULE asservie par « tilt-locking ».*
- 9) **Q. Le Mignon et al., FOTON Rennes, Thales RT Palaiseau, C2N Palaiseau**, *Estimation du couplage de mode dans un spin-VECSEL pour le basculement de polarisation.*
- 10) **M. Dammak et al., 3-5 Lab Palaiseau, CEA LETI Grenoble, LAAS-CNRS Toulouse**, *Étude de cavité laser hybride émettant autour de 965nm pour la génération de peigne de fréquences.*
- 11) **T. Barthelemy et al., Thales RT Palaiseau, PIIM Marseille**, *Générateur bifréquence bipolarisation par injection optique pour une horloge Cs CPT.*
- 12) **El. Jarry et al., FOTON Rennes, SilentSys Le Mans**, *Stabilité et référencement du SNPO sur une cavité ULE.*
- 13) **S. Bassil et al., 3-5 Lab Palaiseau, FEMTO-ST Besançon, CSEM Neuchatel**, *Laser DBR en InP-LNOI rapidement accordable à 1550 nm.*
- 14) **J. Pennanech et al., Thales LAS Ymare, Thales RT Palaiseau, LAAS-CNRS Toulouse**, *Étude de bruit de phase des oscillateurs optoélectroniques à base de mini-résonateurs fibrés.*
- 15) **L. Bourti et al., CEA LETI Grenoble**, *Vers des horloges optomécaniques dans le GHz.*
- 16) **J.-P. Guillet et al., IMS Bordeaux, Anywaves Toulouse**, *Lentilles géodésiques pour le THz.*
- 17) **M. Nadrani et al., IES Montpellier, C2N Palaiseau, INPHYNI Nice, LP2N Bordeaux, UCLA Los Angeles, IEMN Lille**, *Structured Opto-THz coherent light sources based on III-V semiconductor laser technology.*
- 18) **M. Belchovski et al., Thales AS**, *Photonic technologies for on-board and ground satellite sub-systems.*
- 19) **S. Pech et al., ISAE Supaero Toulouse**, *Compensation des pertes atmosphériques de lien laser satellite-sol par détection cohérente.*
- 20) **R. Boyer et al., LAAS-CNRS, Univ. de Toulouse**, *Avancement du nanosatellite NIMPH et de sa charge utile optique-RF pour le test de fibres optiques dopées Erbium.*
- 21) **G. Chapelant et al., Thales RT Palaiseau**, *Mise en œuvre et caractérisation d'une source de photons encodés en time-bin pour les réseaux d'information quantique.*
- 22) **N. Zaki et al., LAAS-CNRS et LCAR Toulouse**, *Caractérisation de détecteurs SPADs pour les télécommunications fibrées quantiques.*

EXPOSANTS INDUSTRIELS

SILENTSYS
ultralow noise systems



SYNTHWAVE
Lasers



exail
TECHNOLOGIES

FC EQUIPMENTS
Le bon produit au bon moment !


wavetel
a simac group company




KAPAH



JCOM 2025
12 juin 2025
LAAS Toulouse



Satellite-Based Quantum Information Networks: Challenges and 1st Achievements in Polarization Control

Mathieu BERTRAND, Claire MESNY, Raphaël AYMERIC, Michel SOTOM
Thales Alenia Space, 26 Avenue Jean-François Champollion - BP 33787, 31037 Toulouse Cedex 1, France

Quantum Information Networks (QIN) are emerging as a way to interconnect quantum devices such as quantum computers, quantum sensors and quantum-secured terminals [1]. These technologies already allow ground-breaking applications such as Quantum Key Distribution (QKD) [2], and even more powerful ones tomorrow such as blind quantum computing [3] or networks of atomic clocks [4]. For long-distance optical connections in QIN, satellites will become mandatory as the losses are only quadratic with the altitude compared to the exponential losses experienced in optical fibres [5]. As shown by the Chinese QUESS [6] and Japanese SOTA missions [7], polarisation is a well preserved variable for space-based QIN applications. In this paper, we study Polarisation Control (PC) both with free-space and fibre-based technologies for on-board and ground quantum optical devices.

QIN are based on quantum entanglement distribution, generally generated by Entangled Photons Sources (EPS), and stored by Quantum Memories (QM). Also, Bell-State Measurement (BSM) devices are necessary to propagate this entanglement at a longer distance. Satellite-based QIN architectures need to take into account several specific features of the Free-Space Optical (FSO) link and the limited Size, Weight and Power (SWaP) inside the payload.

Generally speaking, downlink FSO is preferred to uplinks as the atmospheric turbulences in downlink only induce spatial phase disturbances of the photons, compared to beam-wandering in uplink. These effects result in lower optical losses in downlink, typically by a factor of 10.

Moreover, BSM devices require very efficient Single-Photon Detection (SPD). Cryogenic systems including Super-Conducting Nanowire SPD (SNSPD) technologies are thus preferred to Avalanche Photo-Diodes (APD), with a noticeable drawback on the SWaP of such devices.

For these reasons, the preferred architectures integrate EPS on-board a constellation of satellites and BSM and QM on the ground segment, integrated in quantum receivers. The photon pairs generated on-board the satellites are transmitted to the Optical Ground Station (OGS) through telescopes and eventually optical fibres. Several technical challenges have to be leveraged to allow for this application to work. For instance, detecting polarisation-encoded entangled photons requires a good spatial alignment between the on-board EPS and the ground quantum receiver eigen axes. Also, very precise time synchronisation between space and ground segments is a key feature of the system.

In *Thales Alenia Space*, this field is very active in different projects supported by ESA and CNES, such as the [TequantS](#) project. We study satellite-based QIN architectures on the theoretical level, as well as the peripheral mechanisms required for operating the system at experimental level, such as PC. The different techniques for PC can be gathered in two categories: fibre or free-space-based. In our quantum lab facilities, we have tested and assessed the advantages of both techniques, and the results are presented below.

The most widespread type of fibre PC is the so-called Simon-Mukunda polarisation gadget, made up of two quarter and one half-waveplate [8]. As optical fibre coils are birefringent, this principle allows for PC but the actual transformation is an elliptic transformation, not equivalent to a proper waveplate. The experimental setup and results presented in figure 1 show the theoretical characterisation of a Simon-Mukunda triplet based on polarisation measurements. With this setup, we have performed several PC algorithms such as Gradient Descent Methods (GDM) and manual control-inspired techniques to control the polarisation state at the 1% level in less than 20s with commercial motorised controllers.

To study more accurate PC, we have also implemented actual free-space combinations of quarter and half waveplates. Figure 2 shows the setup and results of the polarisation characterisation of an EPS with such free-space controllers. These works pave the way towards robust and efficient PC in satellite-based QIN applications.

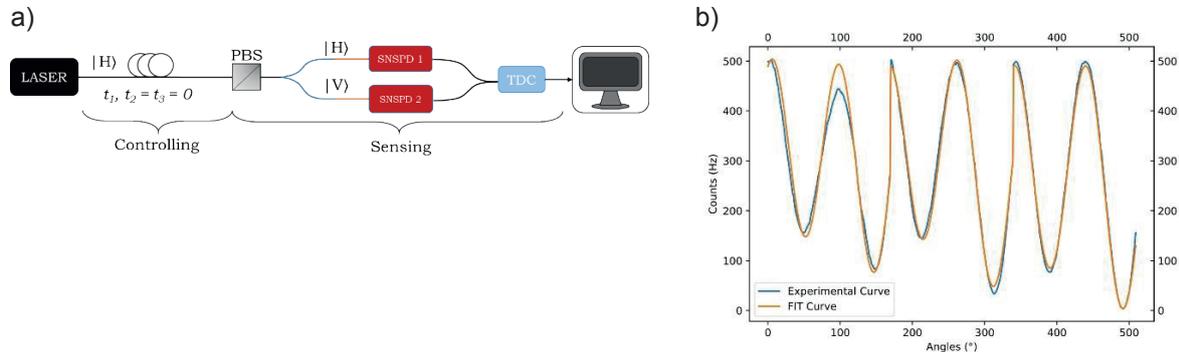


Figure 1. a) Experimental setup for fibre-coil PC characterisation. b) Number of counts per second on the PBS slow axis side detector for an input state also on the slow axis. The angle ranges 0-180°, 180-360° and 360-540° correspond to the first, second and third coils, respectively.
PBS: Polarisation Beam-Splitter, TDC: Time-to-Digital Converter.

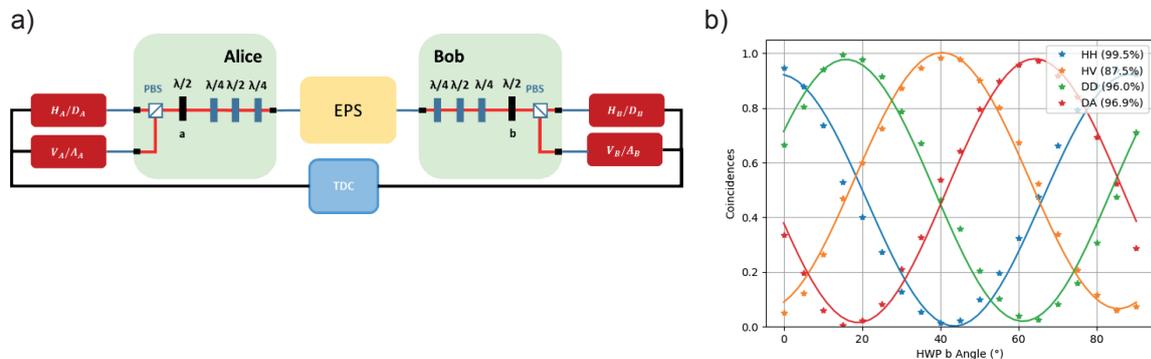


Figure 2. a) Experimental setup for polarisation EPS characterisation between two users Alice and Bob. b) Normalised coincidence measurements between Horizontal (H), Vertical (V), Diagonal (D) and Anti-Diagonal (A) states on Alice and Bob sides as a function of Bob's half-waveplate b angle.

References:

- [1] S. Wehner, D. Elkouss et R. Hanson, «Quantum Internet: A vision for the road ahead,» *Science*, vol. 362, 2018.
- [2] C. H. Bennett et al, «Quantum cryptography without Bell's theorem,» *Physical Review Letters*, vol. 68, p. 557, 1992.
- [3] A. Broadbent, J. Fitzsimons et E. Kashefi, «Universal Blind Quantum Computation,» chez *50th Annual IEEE Symposium on Foundations of Computer Science*, Atlanta, USA, 2009.
- [4] P. Kómár, E. M. Kessler, M. Bishof, L. Jiang, A. S. Sørensen, J. Ye et M. D. Lukin, «A quantum network of clocks,» *Nature Physics*, vol. 10, pp. 582-587, 2014.
- [5] L. De Forges De Parvy et al, «Satellite-based quantum information networks: use cases, architecture, and roadmap,» *Communications Physics*, vol. 6, n° 112, 2023.
- [6] J. Yin et al, «Satellite-based entanglement distribution over 1200 kilometers,» *Science*, vol. 356, p. 1140-1144, 2017.
- [7] A. Carrasco-Casado et al, «LEO-to-ground polarization measurements aiming for space QKD using Small Optical TrAnsponder (SOTA),» *Optics Express*, vol. 24, n° 111, pp. 12254-12266, 2016.
- [8] V. Baginiy, R. Borghiy, F. Goriy, M. Santarsieroy, F. Frezzaz, G. Schettiniz et G. Schirripa Spagnolo, «The Simon–Mukunda polarization gadget,» *Eur. J. Phys.*, vol. 17, pp. 279-284, 1996.



JCOM 2025
12 juin 2025
LAAS Toulouse



Layered Controlled Terahertz Photonics with 2D Transition Metal Dichalcogenides

Sukhdeep S. Dhillon

Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure (LPENS), Paris

In this presentation, I will provide an overview of the application of two-dimensional (2D) Transition Metal Dichalcogenides (TMDs) to terahertz (THz) photonics. I will encompass the significant advancements in these 2D materials, focusing on how the achievement of high-quality, large-area growth is starting to open up novel prospects for THz physics and applications. In particular, I will concentrate on the layer controlled bandstructure of these TMD materials, which can be controlled and engineered for a wide range of physical phenomena – from semiconducting, semimetal, giant nonlinearities to ferroelectric properties – simply by controlling the number of atomic layers and the interlayer interaction. Finally, I will present some recent results on the utilization of ^{ISEP}Group-10 2D TMDs, such as PtSe₂, in the realms of nonlinear THz valleytronics and THz spintronics, demonstrating how their layered controlled electronic and photonic properties introduces novel functionalities to these domains. Lastly, I will discuss the potential of 2D materials in impacting the field of THz technology.



JCOM 2025
12 juin 2025
LAAS Toulouse



Le réseau de temps-fréquence REFIMEVE et son extension européenne FOREST: opportunités pour des applications en physique, communication quantique et pour le fiber sensing

Christian Chardonnet

Laboratoire de Physique des Lasers - UMR7538 CNRS / Université Sorbonne Paris Nord

L'infrastructure de recherche REFIMEVE, réseau d'environ 5000 km s'appuyant sur le réseau de fibres optiques RENATER distribue à une trentaine d'instituts français des signaux de temps et de fréquence générés par le laboratoire national de métrologie situé au LTE (Observatoire de Paris). Fournissant les meilleurs signaux de temps et de fréquence possibles sans dégradation des performances, il ouvre la perspective de très nombreuses applications tant en recherche fondamentale qu'appliquée, en physique, astrophysique, physique des hautes énergies, en géoscience, ... ce réseau et son extension européenne à plus d'une quinzaine de pays, FOREST, offriront de très nombreuses opportunités de R&D tant pour les acteurs académiques qu'industriels.

Dispositifs photoniques III-V-sur-Si intégrés pour la radio sur fibre (RoF)

Akeem Safiriyu¹, Joan Ramirez², Salim Faci¹, Anne-Laure Billabert¹, Catherine Algani¹

1. Université Gustave Eiffel, CNRS, CNAM, ESYCOM, 292, rue Saint-Martin, 75003 Paris, France

2. III-V Lab, a joint lab of Nokia, Thales and CEA, av. A. Fresnel, 91767 Palaiseau Cedex, France

Résumé : la motivation de développer des émetteurs entièrement intégrés pour la prochaine génération 6G Radio sur Fibre du lien fronthaul a nécessité l'intégration hétérogène de dispositifs III-V sur la plateforme Si. Nous présentons ici les performances d'un circuit photonique intégré composé d'un laser accordable et d'un modulateur à électroabsorption III-V sur Si et discutons sur leur intérêt pour des futurs liens RoF.

L'évolution de la connectivité sans fil de nouvelle génération et le besoin de connectivité Internet de tout ont accru le besoin d'un cadre de communication intelligent pour les villes de demain telles que les maisons intelligentes, la conduite intelligente, la médecine à distance, l'usine intelligente, etc. Comme le montre la Fig. 1a., le nombre des appareils connectés à l'unité radio à distance (RRU) via le réseau sans fil augmente constamment avec une estimation de plus d'un milliard d'appareils d'ici 2025 [1]. Ainsi, pour faire face à la croissance de ceux-ci, il est nécessaire d'adopter une approche innovante de conception de l'architecture du fronthaul Radio over Fiber (RoF), entre l'unité de bande de base (BBU) et l'unité radio distante (RRU), pour la prochaine génération. Cette approche doit prévoir un déploiement évolutif des RRU grâce à l'utilisation d'émetteurs optiques efficaces, intégrés et de faible puissance, et l'augmentation de la capacité de transport de données du lien RoF en utilisant la modulation analogique. Les progrès récents vers des émetteurs photoniques entièrement intégrés ont montré que la contrainte d'alignement mécanique du couplage de la puce laser sur le wafer Si peut être évitée grâce à l'intégration hétérogène de matériau actif sur un guide d'onde Si en exploitant les approches discutées dans [3]. Cependant, il est essentiel d'évaluer les performances des dispositifs réalisés grâce à l'intégration hétérogène pour garantir leur capacité à transmettre un signal analogique à haut débit de données en assurant un faible bruit des lasers accordables, des modulateurs compacts à faible puissance d'entraînement et une linéarité élevée.

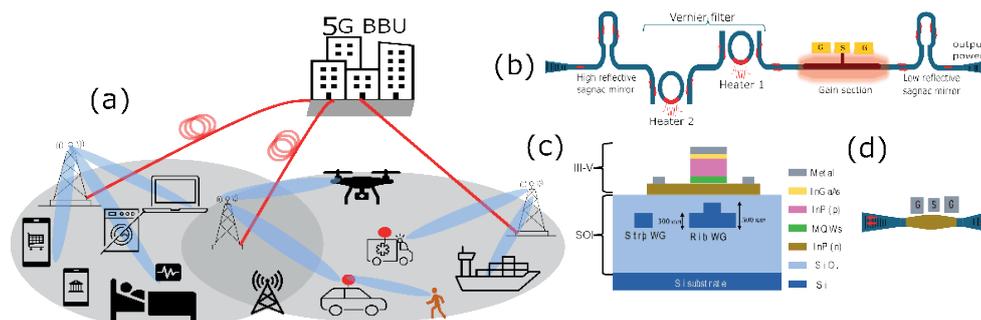


Fig. 1 (a) Schéma conceptuel montrant l'augmentation du nombre de dispositifs connectés dans la liaison sans fil de prochaine génération, (b) schéma du laser accordable basé sur un résonateur en anneau, (c) vue en coupe transversale de III-V sur l'intégration SOI et (d) schéma du EAM III-V sur Si.

Un émetteur compact typique, qui pourrait être déployé dans ce réseau, est constitué d'une source laser accordable et d'un modulateur à électroabsorption (EAM). La Fig. 1c montre une vue en coupe transversale d'un dispositif intégré III-V sur Si, le guide d'ondes STRIP est utilisé pour réaliser des composants passifs dans Si tels que les résonateurs en anneau, les coupleurs, etc., et le guide d'ondes RIB est utilisé pour le couplage adiabatique du signal optique entre les guides d'ondes III-V et Si comme discuté dans [4]. La source laser et l'EAM ont été conçus et fabriqués à l'aide d'une approche de bonding wafer sur wafer basée sur une intégration hétérogène de matériau III-V sur des guides d'ondes Si par le III-V Lab donnant la structure illustrée sur les Fig. 1b,d. La caractérisation du laser accordable est

présentée sur les Fig. 2a-c, qui montrent une puissance de sortie de 5 mW et un courant de seuil inférieur à 50 mA. Le spectre optique sur la Fig. 2b décrit la large accordabilité du laser, avec un SMSR élevé > 40 dB, entre 1530 nm et 1575 nm, démontrant l'intérêt d'un tel laser aux deux extrémités du réseau RoF et permettant également d'améliorer le débit de données grâce à la technique de multiplexage en longueur d'onde. Le faible bruit RIN (Relative Intensity Noise) du laser représenté sur la Fig. 2c est inférieur à -145 dB/Hz sur 4 GHz, ce qui démontre la possibilité d'un lien optique de faible facteur de bruit. Dans [5], nous avons démontré comment une conception différente pourrait être utilisée pour optimiser les performances d'un tel laser pour la communication analogique.

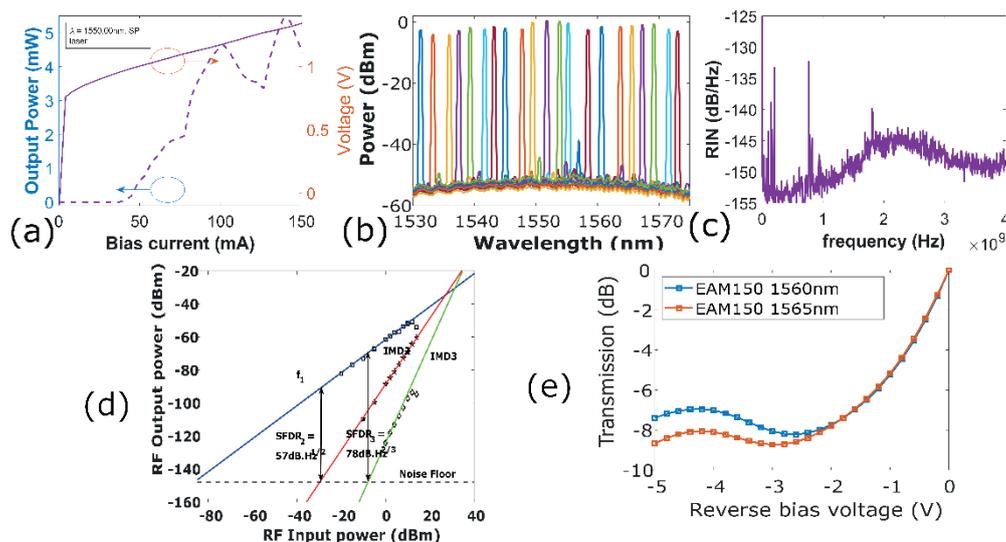


Fig. 2. Caractérisation du laser et EAM pour la transmission RoF, (a) LI-V du laser, (b) spectre du laser accordable dans la bande C, (c) RIN du laser, (d) SFDR de l'EAM, (e) transmission relative vs. la tension de polarisation

Les performances de l'EAM sont présentées sur la Fig. 2d, e. Une mesure expérimentale a été menée pour caractériser la linéarité de l'EAM aux fréquences fondamentales de 10,5 et 10,52 GHz, la dynamique (SFDR) a été déterminée pour estimer la distorsion d'intermodulation du 2^{ème} et du 3^{ème} ordres et représentée sur la Fig. 2d. Ces SFDR mesurées sont égales respectivement à 57 dB.Hz^{1/2} et 78 dB.Hz^{2/3}, comparables à celles des EAM classiques ayant le même nombre de puits quantiques MQW (6 dans notre cas). Cela démontre que les performances de l'EAM sur Si ne sont pas affectées par l'intégration hétérogène. La Fig. 2e montre la transmission relative en fonction de la tension de polarisation de l'EAM, caractérisée par un taux d'extinction de 8 dB, mesurée pour deux longueurs d'onde, pour une tension d'environ -3 V. La démonstration de la radio sur fibre avec un émetteur intégré composé d'un laser à résonateur en anneau et d'un modulateur d'électroabsorption est envisagée pour démontrer le potentiel de cette technologie vers la réalisation d'un fronthaul évolutif composé d'émetteurs de tailles, poids et consommation d'énergie optimisés.

Références :

- [1] Bai, Wenlin, et al. "Microwave photonics promotes emerging integrated sensing and communication technology." *APL Photonics* 10.3 (2025).
- [2] Lei, Mingzheng, et al. "A spectrum-efficient MoF architecture for joint sensing and communication in B5G based on polarization interleaving and polarization-insensitive filtering." *Journal of Lightwave Technology* 40.20 (2022): 6701-6711.
- [3] Baets, Roel, et al. "4 ways to put lasers on silicon: You can make many things with silicon photonics, but a laser is not one of them." *IEEE Spectrum* 60.5 (2023): 32-37.
- [4] Souleiman, A., et al. "56 Gbps externally modulated widely tunable lasers with SOA boosters heterogeneously integrated on silicon." *Optics Express* 32.21 (2024): 37036-37045.
- [5] Safiriyu, Akeem, et al. "Towards Integrated and High Performance III-V/Si Laser for Analog Radio over Fiber." *Journal of Lightwave Technology* (2024).



JCOM 2025
12 juin 2025
LAAS Toulouse



Transfert de signaux moyen-infrarouge haute fréquence basé sur des dispositifs à cascade quantique

Bruno MARTIN¹, Mohammadreza SAEMIAN², Aude MARTIN¹, Djamal GACEMI², Carlo SIRTORI²

¹Thales Research and Technology, Palaiseau, France.

²Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure, Paris, France.

Nous présentons l'implémentation de nouveaux composants optoélectroniques rapides fonctionnant à une longueur d'onde autour de $4.6 \mu\text{m}$. Ces composants permettent la détection et la modulation de l'intensité de la lumière moyen-infrarouge sur des bandes passantes de plusieurs GHz.

Par leur intégration dans des architectures originales de transceivers optiques en espace libre, la transmission de signaux haute fréquence (jusqu'à 8 GHz) et de signaux vidéo est démontrée sur des distances jusqu'à 33 m. Une analyse des performances du lien optique permet d'étayer les potentielles applications ouvertes par ces composants dans les domaines des communications optiques en espace libre, des LiDARs, ou encore de la spectroscopie.

Réseau d'antennes à photomélangage large bande en bande W basé sur technologie PCB multicouche

Jérôme Taillieu^{1,2}, Charikleia Tzimiragka^{1,2}, Ronan Sauleau¹, Mehdi Alouini², David González-Ovejero¹

¹Univ Rennes CNRS, Institut d'Électronique et des Technologies du numéRique (IETR) -- UMR 6164, F-35000 Rennes

²Univ Rennes, CNRS, Institut FOTON, UMR 6082, F-35000 Rennes, France

Le besoin de débits toujours plus élevés accélère la transition vers les bandes de fréquences millimétriques et sub-téraherz, afin de surmonter les limites d'un spectre de plus en plus saturé [1]. Ces plages de fréquences offrent de larges bandes passantes instantanées, mais posent également d'importants défis. Le principal concerne les pertes de propagation en espace libre, qui augmentent avec le carré de la fréquence, ainsi que la disponibilité limitée d'émetteurs compacts, fonctionnant à température ambiante et capables de délivrer une puissance suffisante à ces fréquences [2]. Pour compenser ces limitations, il est nécessaire de recourir à des antennes à fort gain, donc à faisceau étroit, afin d'obtenir les rapports signal/bruit requis pour garantir un service fiable et de haute qualité [2]. Cependant, cela introduit une nouvelle contrainte : l'alignement précis de faisceaux fortement directifs, indispensable pour maintenir des performances de communication constantes.

Les réseaux d'antennes à photomélangage apparaissent comme des solutions prometteuses pour relever ces défis. D'un côté, les approches photoniques permettent d'utiliser des sources, modulateurs et amplificateurs optiques disponibles dans le commerce et fonctionnant à température ambiante, tout en assurant une intégration transparente avec les infrastructures fibrées existantes [2]. De l'autre, les réseaux phasés de grande taille permettent d'atteindre les gains requis pour compenser les pertes de propagation élevées. Toutefois, la mise en œuvre de tels systèmes reste complexe, principalement en raison de l'intégration multi-échelle des composants photoniques et RF. Les solutions à intégration monolithique présentent l'avantage de regrouper l'antenne et le photomélangeur sur un même substrat semi-conducteur, éliminant ainsi le recours à des interconnexions complexes [3]-[4]. Néanmoins, la taille limitée des puces restreint souvent le gain d'antenne. C'est pourquoi l'intégration hétérogène constitue une alternative prometteuse, qu'il s'agisse d'un packaging séparé des puces avec les photomélangeurs [5] ou de leur intégration directe au système antenne [6]-[7]. Dans les approches monolithiques comme hétérogènes, un défi majeur subsiste : l'illumination optique simultanée de plusieurs éléments actifs. Cette contrainte explique le nombre limité d'éléments actifs (2 à 8) dans les réseaux d'antennes à l'état de l'art [3]-[7].

Cette contribution propose une solution innovante pour l'intégration hétérogène de *uni-traveling-carrier photodiodes* (UTC-PDs) [8] avec des réseaux d'antennes électriquement larges, réalisés à l'aide de la technologie PCB multicouche. L'un des défis majeurs dans ce contexte est l'illumination optique de plusieurs UTC-PDs. Pour y répondre, l'architecture proposée repose sur un réseau composé de quatre sous-réseaux. L'avantage principal de cette conception réside dans sa capacité à effectuer un balayage de faisceau unidimensionnel sur un champ de vision restreint, tout en maintenant une directivité élevée (environ 26 dB), sans complexifier excessivement l'architecture optique.

La Figure 1(a) présente une vue éclatée du prototype, constitué de sept substrats empilés et identifiés par le préfixe 'S', numérotés du haut (ouverture rayonnante) vers le bas (réseau de polarisation des photodiodes et de distribution du photocourant dans S7). L'antenne est composée de quatre sous-réseaux, chacun constitué de 8x2 éléments, alimentés individuellement par une UTC-PD et identifiés comme #1 à #4 sur la figure. Cette architecture permet un balayage de faisceau de $\pm 8^\circ$ dans le plan E, ce qui est suffisant pour certaines fonctionnalités, telles que l'auto-alignement mentionné précédemment, avec des applications potentielles dans les infrastructures de backhaul 6G. De plus, la structure proposée présente une bonne adaptation d'impédance et de gain sur une large bande relative de 30 %, couvrant la plage de 85 à 115 GHz. La Figure 1(b) présente le prototype fabriqué, dont la taille est de $7,2 \lambda_0 \times 4,64 \lambda_0$, où λ_0 désigne la longueur d'onde en espace libre à 100 GHz. La Figure 1(c) montre un diagramme de rayonnement mesuré pour l'un des sous-réseaux à 110 GHz, révélant un excellent accord avec les simulations électromagnétiques de l'entière structure. Ces mesures ont été réalisées à partir d'un prototype dans lequel le réseau de polarisation et de distribution du photocourant

des UTC-PDs dans la couche S7 a été remplacé par une transition vers un guide d'ondes rectangulaire, permettant une excitation compatible avec des extensions de fréquence pour analyseur de réseaux vectoriels (VNA) et des mesures dans la chambre anéchoïque de l'IETR.

Nos efforts actuels se concentrent sur l'intégration de deux puces InP (contenant chacune deux UTC-PDs) pour alimenter les lignes GCPW de part et d'autre du PCB multicouche, comme illustré dans la Figure 2. À cette fin, les puces InP ainsi que le PCB multicouche seront montés sur un boîtier en aluminium. Deux réseaux de fibres optiques, avec un pas de 500 μm — compatible avec celui des guides d'ondes optiques diélectriques utilisés pour illuminer les UTC-PDs — seront positionnés avec des techniques d'alignement actif et fixés à l'aide d'une résine photosensible UV. En parallèle, un réseau photonique de formation de faisceau est en cours de développement afin de contrôler la phase optique relative à l'entrée des UTC-PDs, permettant ainsi le balayage de faisceau dans le plan E.

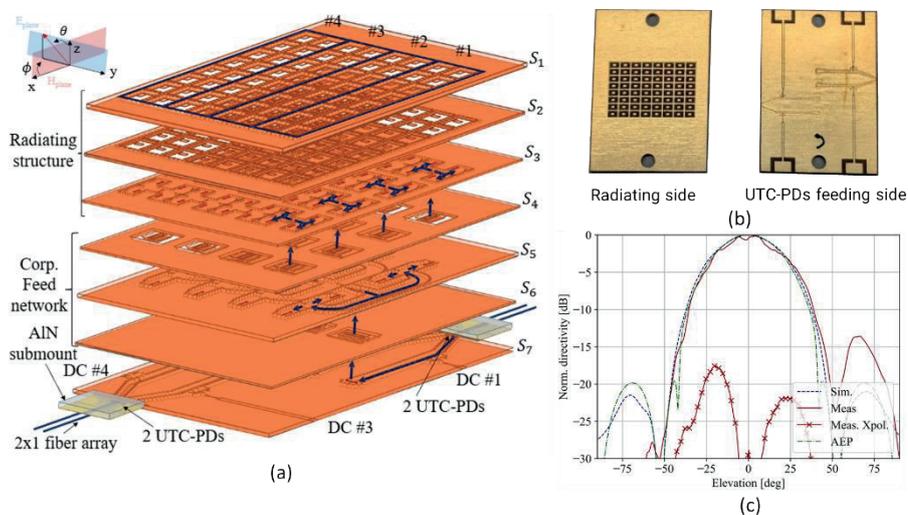


Figure 1 (a) Vue éclatée en 3D du réseau proposé. Les flèches en bleu foncé représentent le trajet emprunté par la porteuse RF dans le sous-réseau #1. (b) Prototype fabriqué. (c) Diagrammes de rayonnement normalisés, simulés et mesurés, du sous-réseau #3 dans le plan E (plan de balayage) à 110 GHz.

Ce travail a bénéficié du soutien du gouvernement français, accordé au laboratoire d'excellence Labex CominLabs et géré par l'Agence Nationale de la Recherche dans le cadre du programme 'Investissements d'Avenir', sous la référence ANR-10-LABX-07-01, ainsi que du soutien de l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) à travers le projet FUNctionalized and agile TERAhertz converters (FUNTERA) du PEPR Electronique, sous la référence ANR-22-PEEL-0006.

Références :

- [1] Ericsson, « Mobility report », p. 12, 2023.
- [2] T. Nagatsuma, G. Ducournau, and C. C. Renaud, "Advances in terahertz communications accelerated by photonics," *Nat. Photon.*, vol. 10, 6, pp. 371–379, Jun. 2016.
- [3] N. Shimizu and T. Nagatsuma, "Photodiode-integrated microstrip antenna array for subterahertz radiation," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18, 6, pp. 743–745, 2006.
- [4] Y. Kamiura, R. Doi, H. Ssali, M. Che, Y. Mikami and K. Kato, "300-GHz Beam-Steering Wireless Communication Enabled by 4-Array InGaAs UTC-PD on SiC Substrate and Optical Phased Array," *J. Lightwave Technol.*, in press.
- [5] J. A. Nanzer, T. P. McKenna, and T. R. Clark, "A W-band photonic array," *IEEE Antennas Propag. Soc. Int. Symp.*, 2014, pp. 239–240.
- [6] K. Furuya, T. Hirasawa, M. Oishi, S. Akiba, J. Hirokawa, and M. Ando, "60 GHz band photonic-integrated array-antenna and module for radio-over-fiber-based beam forming," *IEICE Trans. Commun.*, vol. E100.B, 10, pp. 1717–1725, 2017.
- [7] M. Ali, R. Cruzoe-Guzmán, L. E. Garcia-Muñoz, F. van Dijk, and G. Carpintero, "Photonics-enabled millimetre-wave phased-array antenna with true time delay beam-steering," in *50th Eur. Microw. Conf. (EuMC)*, 2021, pp. 316–319.
- [8] M. Natrella, C.-P. Liu, C. Graham, et al., "Modelling and measurement of the absolute level of power radiated by antenna integrated THz UTC photodiodes," *Opt. Express*, vol. 24, 11, pp. 11 793–11 807, Jun. 2016.

Corrélation photonique de signaux multi-GHz – Application à la synthèse d'ouverture en radio-astronomie

Guillaume Bourdarot^{1,2}, Vincent Carlet¹, Tituan Allain^{2,3}, Jean-Philippe Berger²,
Hugues Guillet de Chatellus^{1,3*}

1. Laboratoire Interdisciplinaire de Physique, UGA/CNRS, 38000 Grenoble, France
 2. Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble, UGA/CNRS, 38000 Grenoble, France
 3. Université de Rennes, CNRS, Institut FOTON - UMR 6082, F-35000 Rennes, France
- *hugues.guilletdechatellus@univ-rennes.fr

La corrélation, qui consiste, pour deux signaux $s_1(t)$ et $s_2(t)$, à déterminer la fonction $C_{1,2}(\tau) = \langle s_1(t)s_2(t + \tau) \rangle$, est une opération fondamentale en traitement du signal, et offre de nombreuses applications, telles que la localisation d'émetteurs par différence de temps de vol (TDOA) [1], ou encore l'imagerie par synthèse d'ouverture en radio-astronomie [2]. Les techniques d'électronique numérique, qui nécessitent d'échantillonner les signaux et de réaliser ensuite une corrélation numérique sont intrinsèquement limitées, à la fois à cause de la vitesse des convertisseurs, et de la quantité de données à traiter. Ainsi, les techniques numériques de corrélation de signaux multi-GHz deviennent-elles extrêmement complexes. Au contraire, les approches analogiques présentent un certain nombre d'avantages et peuvent trouver des implémentations relativement simples dans le domaine optique [3].

Dans cet ordre d'idées, nous avons mis au point une architecture photonique permettant la mesure en temps réel, de la fonction de corrélation de deux signaux, pour environ 200 valeurs de retard (τ) simultanément [4]. Ce corrélateur fonctionne pour des signaux jusqu'à plusieurs GHz de largeur spectrale. L'architecture repose sur une double boucle à décalage de fréquence (ou FSL, pour « frequency shifting loop »), une architecture simple qui ne nécessite que des composants télécom, un laser continu, et une détection de faible bande passante (Fig. 1).

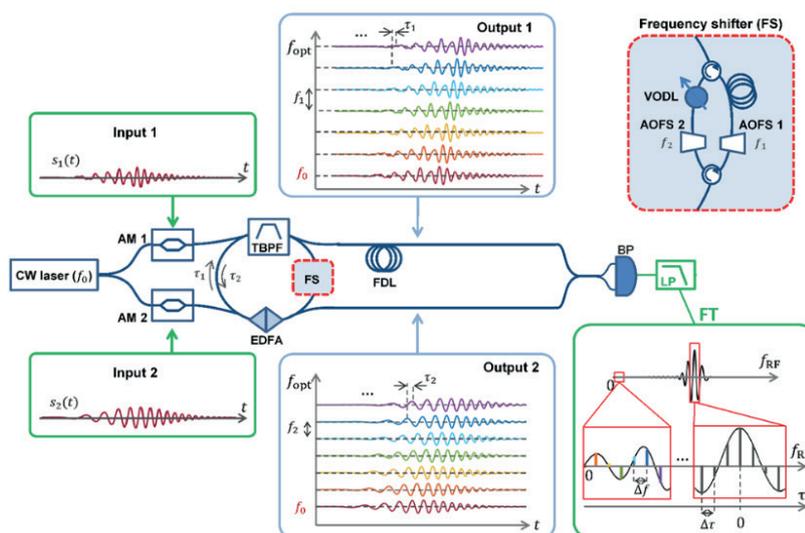


Figure 1. Architecture du corrélateur photonique. Le laser d'injection est modulé en amplitude par les deux signaux d'intérêt. La double FSL produit des répliques décalées en temps et en fréquence. Les temps de parcours des boucles diffèrent légèrement, de $\delta\tau$ (contrôlable par une ligne à retard variable - VODL). La recombinaison des signaux sur un détecteur équilibré et la TF du signal électrique fournit la fonction de corrélation échantillonnée par pas de $\delta\tau$.

Chacune des boucles est injectée par le même laser, modulé en amplitude par les signaux d'intérêt. Chaque FSL génère des répliques des signaux d'entrée, décalées à la fois en temps et en fréquence. Les décalages de fréquences des deux boucles ainsi que les temps de parcours des deux FSLs sont légèrement différents. En recombinaison des signaux sur un détecteur, on montre que le spectre du signal électrique reproduit, dans le domaine des fréquences, la fonction de corrélation croisée des deux signaux, pour environ 200 valeurs du retard simultanément. Une première application de la technique est de mesurer des retards entre signaux (Fig. 2, à gauche), pour localiser des émetteurs par TDOA. Une autre application de ce système est la synthèse d'ouverture en astronomie, où la mesure de la visibilité des franges pour différentes valeurs de lignes de base, donne accès par transformée de Fourier, à la distribution de l'intensité de l'objet d'intérêt. Pour démontrer le potentiel du corrélateur en astronomie, nous avons réalisé une expérience sur le soleil, autour de 10 GHz. La mesure de la fonction de corrélation pour différentes lignes de base donne accès à la fonction de visibilité (Fig. 2, à droite). Les résultats expérimentaux sont très proches de la fonction attendue (tache d'Airy).

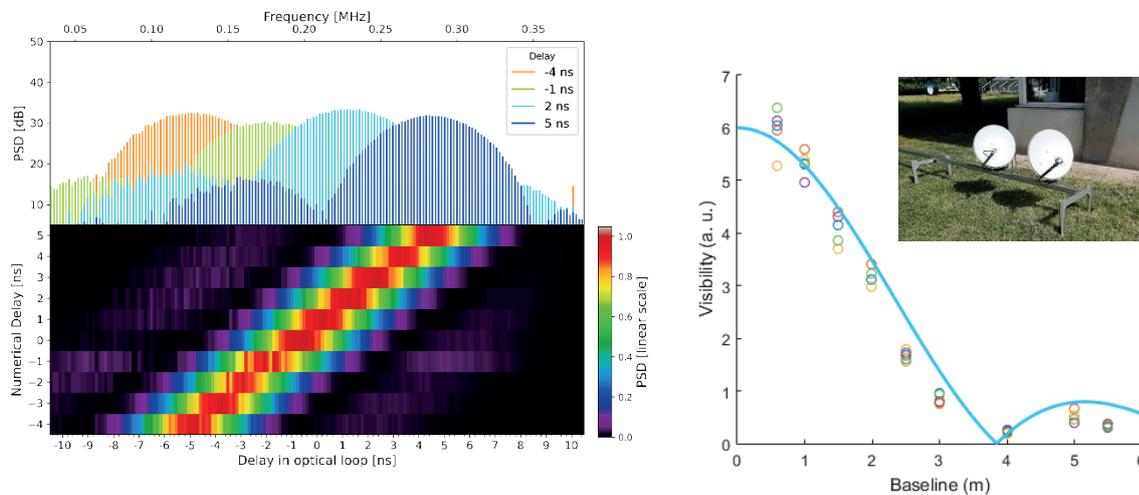


Figure 2. Résultats expérimentaux. A gauche, auto-corrélation d'un signal large bande (120 MHz), pour différentes valeurs du retard appliqué. La technique permet de mesurer des retards relatifs de l'ordre de la dizaine de ps. A droite, en insert, photo de l'expérience I3CM réalisée à Grenoble puis à Rennes, avec des antennes paraboliques à 10 GHz. Les données expérimentales, obtenues pour des lignes de base entre 0.5 et 6 mètres, reproduisent fidèlement la fonction d'Airy.

En termes de performances, le corrélateur photonique offre une grande flexibilité. Le pas des retards temporels peut être ajusté entre la dizaine de ps et la dizaine de ns, pour permettre de corrélérer soit des signaux de bande passante multi-GHz, soit des signaux plus lents, mais sur des plages de retard allant jusqu'à la μ s. L'architecture du corrélateur photonique offre une grande flexibilité et pourrait trouver des applications des domaines d'instrumentation variés, notamment si elle était réalisée en optique intégrée. La possibilité d'ajuster le pas des retards temporels sur trois ordres de grandeurs dans le corrélateur permet de gérer des signaux de bandes passantes allant du MHz au GHz, ce qui serait adapté pour la détection et la localisation d'émetteurs radio-fréquence divers dans une zone. En outre, la mesure de corrélation simultanée à différents retards permettrait de mesurer instantanément le délai interférométrique entre différents instruments sans avoir à scanner de différence de marche, avec des applications possibles en interférométrie astronomique (radio mais aussi optique).

Nous remercions l'UGA et le CNRS (INSU, Programme Prématuration) pour leur soutien.

Références :

- [1] H. D. Griffiths and C. J. Baker, *An Introduction to Passive Radar* (Artech House, 2017).
- [2] C.-T. Li, D. Y. Kubo, W. Wilson, et al., "AMiBA wideband analog correlator," *Astrophys. J.* 716, 746–757 (2010).
- [3] H. Caulfield and S. Dolev, "Why future supercomputing requires optics," *Nat. Photonics* 4, 261–263 (2010).
- [4] Guillaume Bourdarot, Jean-Philippe Berger, and Hugues Guillet de Chatellus, "Multi-delay photonic correlator for wideband RF signal processing," *Optica* 9, 325-334 (2022).

Verrouillage de soliton par auto-injection sur Fabry-Pérot fibré pour la synthèse microonde faible bruit de phase

Germain Bourcier, Arnaud Fernandez, Olivier Llopis
LAAS-CNRS, Université de Toulouse, CNRS, UPS, Toulouse, France

Le résonateur Fabry-Perot fibré (FFP) constitue une plateforme innovante, comme en témoigne l'intérêt croissant pour son utilisation, notamment dans la génération de peignes de fréquence [1] et la stabilisation par auto-injection [2]. Il offre une alternative compacte et robuste aux microrésonateurs et aux anneaux fibrés, comblant l'écart entre ces deux technologies en termes de taux de répétition, avec des fréquences de l'ordre du GHz. Grâce aux faibles pertes intrinsèques des fibres, le FFP atteint de très hauts facteurs de qualité (jusqu'à $5 \cdot 10^9$) [3], et permet la génération de peignes très étalés (jusqu'à 28 THz [1]). Le FFP est constitué d'un segment de fibre optique équipé de connecteurs FC-PC, à la surface desquels des miroirs à haute réflectivité sont déposés, présentant une bande passante de 80 nm centrés à $1.55 \mu\text{m}$. Alors que la génération de solitons de cavité dans la littérature repose généralement sur des pompes à des niveaux de puissance proches du watt, accompagnés de balayages en fréquence jusqu'à l'atteinte du « *step* » soliton, le tout au prix de systèmes de stabilisation électronique complexes [1], nous rapportons ici l'observation de solitons obtenus par verrouillage par auto-injection (*self-injection locking*, SIL) dans un FFP hautement non-linéaire, avec seulement 100 mW de puissance en pompage continu et un bruit de phase ultra-faible.

Dans notre expérience, le laser utilisé est une source DFB sans isolateur (Gooch & Housego). Le processus de self-injection locking consiste à réinjecter dans le laser une portion de son propre signal, filtrée par le résonateur FFP au moyen d'un circulateur, comme illustré en figure 1(a). Ce mécanisme permet une réduction significative du bruit du laser, avec un abaissement du bruit de fréquence d'un facteur 10^4 , ainsi qu'un rétrécissement de la largeur de raie, grâce au très haut facteur de qualité du résonateur, comme nous l'avons démontré dans une étude précédente [2].

Le système complet a été modélisé à l'aide notamment des équations de Lang et Kobayashi [4] afin de décrire la dynamique de verrouillage. Une parfaite correspondance entre le modèle et les résultats expérimentaux est obtenue en régime linéaire (faible puissance de pompe), conformément aux observations déjà largement rapportées dans des travaux antérieurs [5,6]. Cette étude a ensuite été étendue pour intégrer l'effet Kerr optique à travers l'auto-modulation de phase qui a pour effet d'incliner la résonance [7]. La courbe de verrouillage pour le SIL en présence de non-linéarités est présentée en figure 1(b) par le tracé orange, tandis que les résultats obtenus en régime linéaire sont ajoutés en gris pour comparaison. Le paramètre ζ est proportionnel à la fréquence émise par le laser, tandis que ξ est proportionnel au courant d'alimentation du laser. Les résonances associées sont également tracées sur un second système d'axes. Sous l'effet de l'automodulation de phase, une distorsion notable de la courbe de verrouillage est observée. Lors du balayage de la fréquence laser du « detuning » négatif à positif, une région spécifique de l'intervalle de verrouillage, désignée comme « *locked state region* », apparaît, comme indiqué par les lignes pointillées rouges. Nous démontrons alors théoriquement que le laser peut se verrouiller directement dans la zone d'existence des solitons. Ce processus de balayage du « detuning » a été reproduit expérimentalement avec une puissance comprise entre 80 mW et 100 mW. À notre connaissance, il s'agit de la première démonstration de génération de peignes de fréquences dans un FFP avec des puissances inférieures à 100 mW.

La figure 2(c) montre le signal RF issu du battement (beatnote) de l'ensemble des raies du peigne soliton et les inserts des figures 2(c) et 2(d) représentent les spectres de solitons de cavité mesurés à l'analyseur de spectre optique (OSA). Ces spectres correspondent à la présence de multiples solitons circulant dans le FFP. La figure 2(d) représente le bruit de phase associé au battement des deux peignes montrés en insert. La courbe orange correspond à un cristal de solitons, caractérisé par des motifs d'impulsions espacées de $1/(N \cdot \text{ISL})$ (N entier positif). Le bruit de phase associé est inférieur à -70 dBc/Hz à 10 Hz de la fréquence porteuse, et descend à -120 dBc/Hz à 1 MHz. La courbe bleue,

correspondant à de multiples solitons, présente un bruit de phase inférieur à -80 dBc/Hz à 10 Hz, relativement plat jusqu'à plusieurs dizaines de kHz, puis chutant sous -100 dBc/Hz à 1 MHz.

Nous démontrons ainsi la génération de solitons de cavité dans un résonateur FFP par le biais du processus de self-injection locking (SIL), permettant la production d'un battement RF de très faible bruit de phase, centré autour de 500.49 MHz.

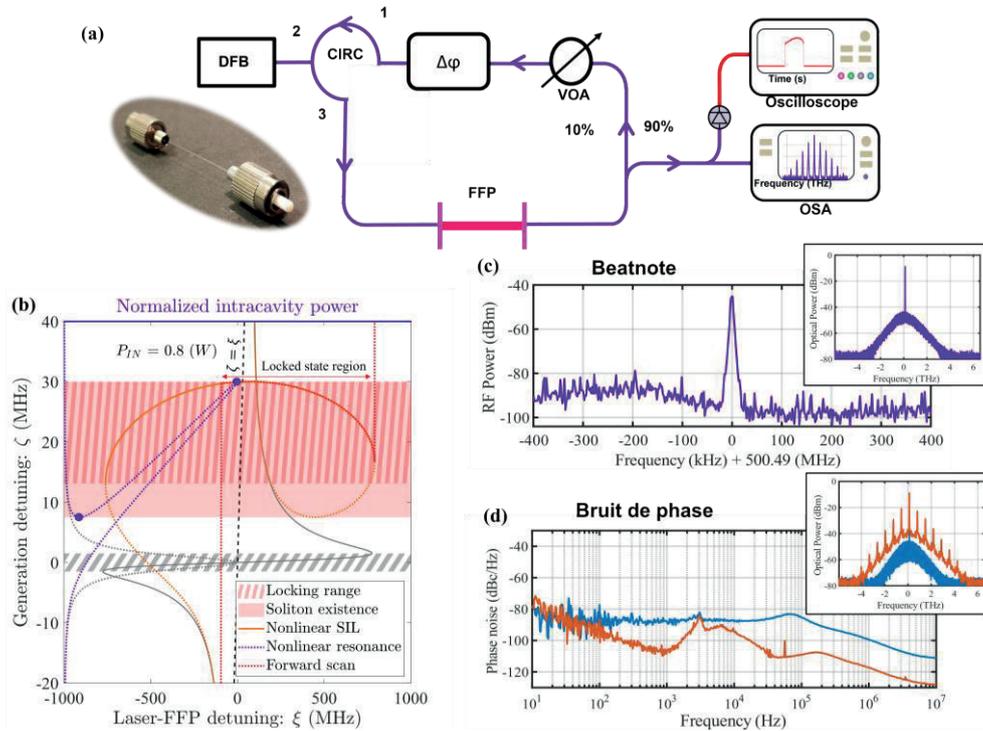


Figure 1. (a) Schéma du système SIL avec laser DFB, circulateur (CIRC), atténuateur variable (VOA), coupleur 90/10 et déphaseur ; Mesures réalisées à l'aide d'un oscilloscope, d'un analyseur de spectre optique (OSA) et d'un analyseur de spectre électrique pour la mesure du bruit de phase (non montré ici). (b) Courbes de verrouillage modélisées avec/sans auto-modulation de phase (orange/gris foncé) et résonances associées (violet/gris clair). (c) Beatnote et (d) bruit de phase de différents peignes de fréquences de fréquences correspondant à de multiples solitons (violet et bleu) et à un cristal de solitons (orange).

Remerciements : CNES et Agence Innovation Défense

Références :

- [1] T. Bunel *et al.*, « 28 THz soliton frequency comb in a continuous-wave pumped fiber Fabry-Pérot resonator », *APL Photonics*, vol. 9, n° 1, p. 010804, Jan. 2024, doi: [10.1063/5.0176533](https://doi.org/10.1063/5.0176533).
- [2] S. M. Ousaid *et al.*, « Low phase noise self-injection-locked diode laser with a high-Q fiber resonator: model and experiment », *Opt. Lett.*, vol. 49, n° 8, p. 1933, Apr. 2024, doi: [10.1364/OL.514778](https://doi.org/10.1364/OL.514778).
- [3] S. M. Ousaid *et al.*, « Mini résonateurs Fabry-Pérot fibrés à très haute finesse », *Optique Normandie 2024*, Jul 2024, Rouen, France. [hal-04687201](https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-04687201).
- [4] R. Lang et K. Kobayashi, « External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 16, n° 3, p. 347-355, Mar 1980, doi: [10.1109/JQE.1980.1070479](https://doi.org/10.1109/JQE.1980.1070479).
- [5] J. Geng, *et al.*, « Stability in self-injection locking of the DFB laser through a fiber optic resonator », *Optics Commun*, vol. 505, p. 127531, Feb. 2022, doi: [10.1016/j.optcom.2021.127531](https://doi.org/10.1016/j.optcom.2021.127531).
- [6] N. M. Kondratiev *et al.*, « Self-injection locking of a laser diode to a high-Q WGM microresonator », *Opt. Express*, vol. 25, n° 23, p. 28167, Nov. 2017, doi: [10.1364/OE.25.028167](https://doi.org/10.1364/OE.25.028167).
- [7] A. S. Voloshin *et al.*, « Dynamics of soliton self-injection locking in optical microresonators », *Nat Com.*, vol. 12, n° 1, p. 235, Jan. 2021, doi: [10.1038/s41467-020-20196-y](https://doi.org/10.1038/s41467-020-20196-y).

Etude du comportement long terme d'un oscillateur laser auto-affiné par effet Brillouin

Adèle Hilico¹, Etienne Cantin¹, Marc Vallet², Christian Chardonnet¹, Anne Amy-Klein¹, Mehdi Alouini²

¹Université Sorbonne Paris Nord, CNRS, LPL, UMR 7538 Villeteuse France

²Université de Rennes, CNRS, Institut FOTON - UMR 6082, F-35000 Rennes, France

L'infrastructure de recherche REFIMEVE délivre une référence de fréquence de qualité métrologique à plus de 30 laboratoires de recherche français. Il s'agit d'une référence optique exacte et stabilisée à 1542.12nm issue du Laboratoire Temps Espace de l'Observatoire de Paris distribuée par le LTE et le Laboratoire de Physique des Lasers, en utilisant les fibres optiques du réseau RENATER [1,2]. Afin de limiter la dégradation de la stabilité du signal par la propagation dans les fibres l'infrastructure REFIMEVE comporte plusieurs étapes de régénération permettant de compenser le bruit de fréquence accumulé. Les très grandes longueurs de fibre et le nombre d'étapes de régénération dégradent le bruit de fréquence « court-terme » du signal (en particulier entre 10 Hz et 1 kHz). La largeur de raie (la densité spectrale de bruit de fréquence) du signal est dégradée par rapport au signal initial de l'Observatoire, atteignant, par exemple, une largeur de raie intégrée d'environ 5 kHz à 1 s à Grenoble. Pour certains utilisateurs distants, même si l'exactitude du signal est maintenue, sa largeur de raie est trop élevée pour leurs applications. Il est intéressant d'apporter une solution permettant de garantir de meilleures performances de densité spectrale de bruit, tout en gardant un système compact et simple d'utilisation. Une solution est de venir asservir à long-terme sur le signal REFIMEVE un laser possédant une densité spectrale de bruit intrinsèquement faible de 10 Hz à 10 MHz et particulièrement entre 10Hz et 1kHz.

Ce travail a pour but d'étudier le comportement d'un nouveau type de laser possédant d'excellentes qualités intrinsèques. Cette architecture laser développée à l'institut FOTON est un oscillateur auto-affiné spectralement par effet Brillouin sans asservissement électronique (SNPO comme Self-frequency Narrowing Photonic Oscillator). Cette source présente une largeur de raie intrinsèque de l'ordre de la dizaine de mHz, un bruit de Flicker de 200 Hz pour un temps d'intégration de 0,01 s (cf. Fig.1) et une dérive long-terme d'une dizaine de MHz sur plusieurs heures [3]. Ces résultats ont été estimés à partir du battement de deux systèmes identiques et indépendants, mais néanmoins situés dans le même bâtiment par manque d'une référence exacte à l'institut FOTON, le signal REFIMEVE n'y étant pas encore délivré.

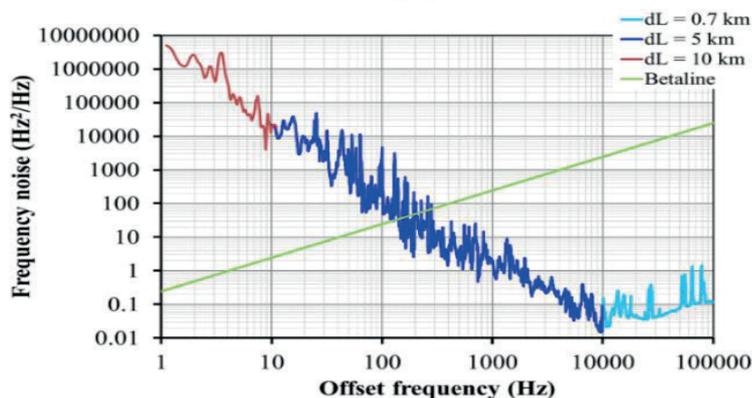


Figure 1: « densité spectrale de bruit de fréquence d'un SNPO calculée à partir de la mesure de bruit de phase d'un signal d'autocorrélation. dL est la longueur du bras déséquilibré de l'interféromètre utilisé pour la mesure » tirée de [3].

Un prototype de SNPO a été transporté au LPL afin d'être comparé au signal REFIMEVE non dégradé. Toutefois, ce prototype émettant à une longueur d'onde de 1540.44nm, il est comparé à un peigne de fréquence asservi sur REFIMEVE. Le battement entre le peigne et le SNPO est compté par un compteur K&K permettant d'étudier son évolution sur plusieurs jours, comme reporté dans la Fig. 2.

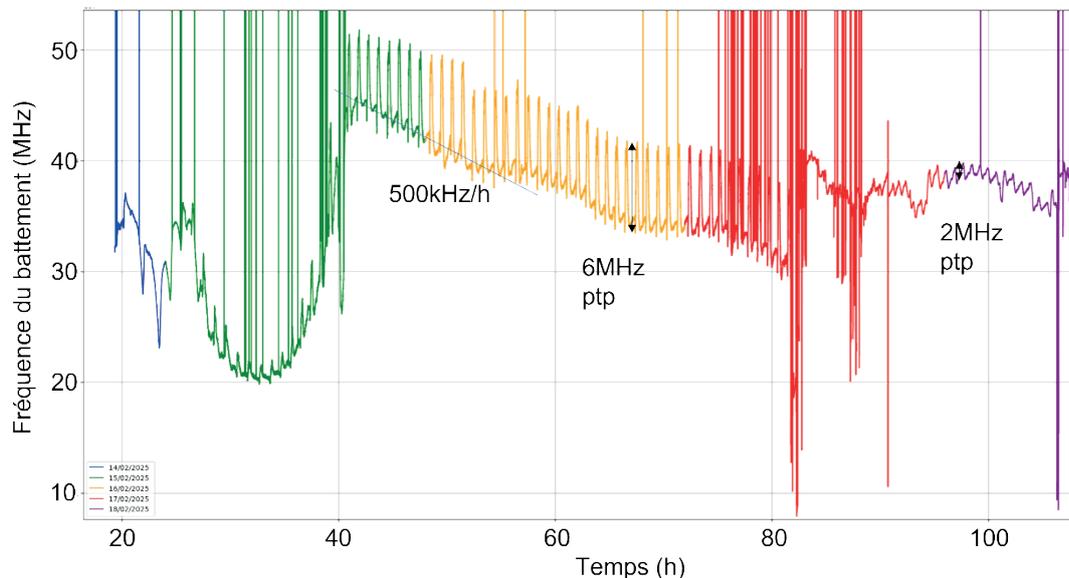


Figure 2: Mesure de derive long terme entre le prototype SNPO et un peigne de fréquence asservi sur REFIMEVE, réalisée avec un compteur K&K.

Ces mesures absolues montrent que la fréquence du SNPO dérive de 500kHz/h. Sa sensibilité aux cycles de climatisation varie entre 2 et 6MHz suivant son point de fonctionnement, se traduisant par une déviation d'Allan relative à 6×10^{-12} @1s remontant à 1×10^{-8} @1000s (correspondant à la signature d'un cycle de climatisation). De telles performances permettent d'envisager, en outre, la réalisation de battements micro-ondes et THz avec deux SNPOs moyennant un asservissement rudimentaire, voire sans asservissement pour certaines applications

Nous allons comparer les performances de ce laser à un prototype commercial de la société Silentsys mieux isolé de l'environnement et travailler sur un asservissement à REFIMEVE permettant de stabiliser sur le long terme la fréquence centrale tout en préservant les propriétés de bruit court terme du laser.

Références :

- [1] E. Cantin, M. Tønnes, R. Le Targat, et al., "An accurate and robust metrological network for coherent optical frequency dissemination," *New J. Phys.* 23, 053027 (2021)
- [2] <https://www.refimeve.fr/index.php/fr/>
- [3] Mehdi Alouini, Gwennaél Danion, and Marc Vallet, "Self-linewidth-narrowing photonic oscillator," *Opt. Express* 33, 1021-1033 (2025)

Référence de fréquence par oscillateur optoélectronique pour interrogation d'une horloge atomique à piégeage cohérent de population

Jimmy Pennanech^{1,2}, François Guty³, Luc Leviandier³, Yohann Léguillon¹, Arnaud Fernandez², Olivier Llopis², Ghaya Baili³, Vincent Crozatier³

¹ Thales Land and Air systems, ZI du Mont Jarret 76520 Ymare, France

² LAAS-CNRS, Université de Toulouse, CNRS, UPS, Toulouse, France

³ Thales Research and Technology, 1 Avenue Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau, France

Les horloges atomiques utilisant la transition hyperfine du Césium 133 autour de 9,2 GHz sont utilisées dans de nombreuses applications. Parmi les différentes architectures, on distingue notamment les horloges à piégeage cohérent de population (ou Coherent Population Trapping, CPT) interrogées par une séquence d'impulsions optiques de type Ramsey, qui peuvent offrir une stabilité de fréquence relative de quelques 10^{-13} à 1 s, et de quelques 10^{-15} sur des temps de 10 000 s [1]. Cette interrogation impulsionnelle est néanmoins affectée par l'effet Dick qui rend l'horloge très sensible au bruit de phase du signal RF d'interrogation porté optiquement. La plus faible contribution de l'effet Dick reportée dans la littérature est de $6 \cdot 10^{-14}$ à 1 s, obtenue à partir d'un oscillateur OCXO à 100 MHz associé à un schéma complexe combinant étages de multiplication et de filtrage, pour fournir un signal à 4,6 GHz [2]. Nous présentons ici une approche de génération directe reposant sur un oscillateur optoélectronique (OEO) à 10 GHz dont le bruit de phase a été optimisé. La contribution à l'effet Dick est estimée à $2,1 \cdot 10^{-14}$.

Dans une horloge atomique CPT, les atomes de Cs sont excités par un champ lumineux comprenant deux fréquences optiques couplant les deux niveaux fondamentaux d'intérêt à un niveau excité commun. Lorsque les deux fréquences optiques sont parfaitement à résonance, les atomes de Cs sont piégés dans un état noir dans lequel ils ne peuvent plus absorber de photons. Cet état correspond à un pic étroit (largeur ~kHz) dans le spectre d'absorption. Par une séquence d'interrogation impulsionnelle, il est possible de créer une figure d'interférences de manière à générer une raie de largeur réduite à ~100 Hz, tout en diminuant la sensibilité aux fluctuations de puissance optique. La séquence d'interrogation est décrite sur la figure 1 (a). Les atomes de Cs sont piégés par des impulsions optiques de durée T_i , puis évoluent librement pendant une durée T_R . Après l'arrivée d'une impulsion lumineuse, le signal optique est détecté et moyenné pendant une durée τ_m après un délai τ_d . Cette étape est reproduite périodiquement, en alternant la phase RF relative de part et d'autre de la transition micro-onde.

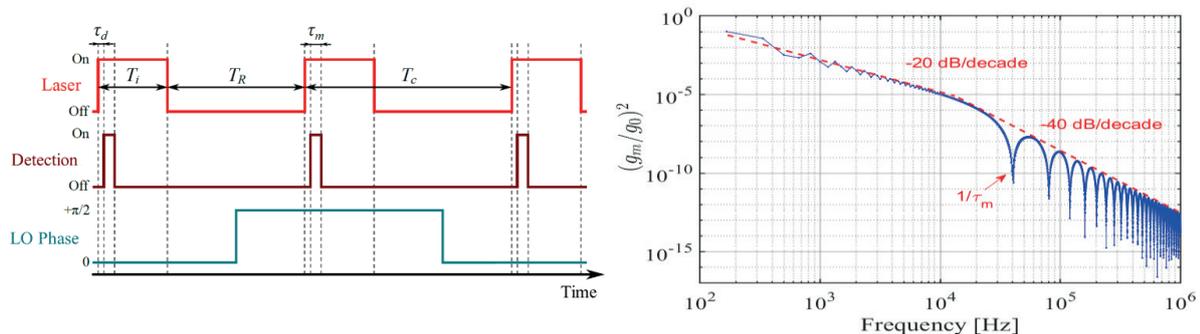


Figure 1. (a) Séquence d'interrogation Ramsey (voir le texte pour les détails). (b) Evolution du ratio $(g_m/g_0)^2$.

Ce schéma impulsionnel crée intrinsèquement des effets de repliements de bruit, qui se reporte dans la mesure de stabilité relative de fréquence d'horloge. Cette contribution peut se mettre sous la forme :

$$\sigma_{y,Dick}^2(\tau) = \frac{1}{\tau} \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{g_m}{g_0} \right)^2 \left(\frac{f}{f_0} \right)^2 S_{\phi} \left(\frac{m}{T_c} \right),$$

où g_m et g_0 sont des coefficients extraits de la fonction de sensibilité $g(t)$ de l'horloge, $S_\phi(f)$ est la densité spectrale de puissance de bruit de phase de l'oscillateur local RF oscillant à la fréquence f_0 . La fonction $g(t)$ peut s'évaluer numériquement à partir des paramètres de l'interrogation Ramsey [3]. La figure 1(b) montre l'évolution du ratio $(g_m/g_0)^2$ pour des paramètres d'interrogation typiques ($T_i = 2$ ms, $T_R = 4$ ms, $\tau_d = 20$ μ s and $\tau_m = 25$ μ s). On constate que la réponse est nulle aux harmoniques de $1/\tau_m$, et que le ratio tend à filtrer la contribution du bruit de phase au-delà de 10 kHz.

De cette lecture, on comprend l'intérêt de générer l'oscillateur local à partir d'un oscillateur optoélectronique (OEO), qui permet de générer un signal RF de très bas bruit de phase par l'utilisation d'une longue ligne à retard τ_{oeo} en fibre optique. Parmi tous les modes du résonateur espacés de $1/\tau_{oeo}$, un filtre RF passe bande vient sélectionner le mode d'oscillation. Les modes adjacents représentent une source de pollution dans le spectre de bruit de phase. On peut ici tirer profit des points d'annulation de la réponse du ratio $(g_m/g_0)^2$ en faisant coïncider les modes non-oscillants avec ces points, c'est-à-dire $\tau_{oeo} = \tau_m$. Cette condition est vérifiée pour une ligne à retard de 5 km.

Nous avons donc assemblé un OEO simple boucle avec une fibre standard de 5 km. Afin d'optimiser le bruit de phase proche porteuse, nous avons choisi un laser DFB à semi-conducteur à 1,3 μ m pour limiter la conversion du bruit de fréquence du laser en bruit de phase RF à travers la dispersion chromatique de la fibre optique. Le V_π du modulateur de Mach-Zehnder vaut 6.2 V à 10 GHz. Les autres composants sont équivalents à ceux utilisés dans nos précédents travaux [4]. La figure 2(a) présente le bruit de phase mesuré à l'aide d'un analyseur Rohde and Schwarz FSWP 26 entre 100 Hz et 1 MHz, avec une résolution de 1 % et 1000 corrélations à 100 Hz. Les points rouges représentent les points pris en compte pour calculer la contribution à l'effet Dick $\sigma_{y,Dick}^2$ à 1 s, qui atteint $2,1 \cdot 10^{-14}$ (voir figure 2(b)). On constate que la majorité de cette contribution tient dans les premiers points de mesure entre 100 Hz et 1 kHz, tandis que les remontées de bruit de l'OEO à 50 kHz sont transparentes.

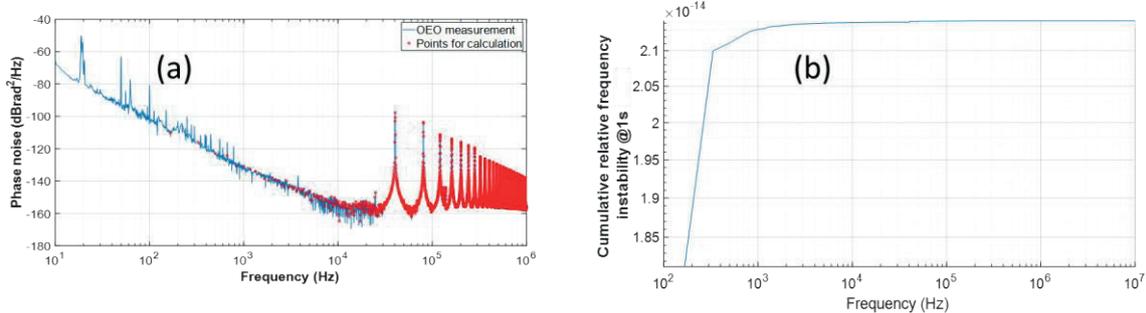


Figure 2. (a) Bruit de phase de l'OEO à 10 GHz. (b) Contribution à l'effet Dick $\sigma_{y,Dick}^2$ à 1 s calculée à partir des points rouges de (a)

Nos travaux en cours concernent l'utilisation de cet OEO à 10 GHz pour générer un signal d'horloge à 4,6 GHz via une synthèse de fréquence numérique. Nous nous intéressons notamment au transfert de bruit de l'OEO vers le signal ainsi synthétisé.

Références :

- [1] M. Abdel Hafiz, G. Coget, M. Petersen, C.E. Calosso, S. Guérandel, E. de Clercq, and R. Boudot, "Symmetric autobalanced Ramsey interrogation for high-performance coherent-population-trapping vapor-cell atomic clock," Appl. Phys. Lett., 112, 244201, 2018.
- [2] B. François, C. E. Calosso, J.-M. Danet, and R. Boudot, "A low phase noise microwave frequency synthesis for a high-performance cesium vapor cell atomic clock," Rev. Sci. Instrum., 85, 094709, 2014.
- [3] J.-M. Danet, M. Lours, S. Guérandel, and E. De Clercq, "Dick effect in a pulsed atomic clock using coherent population trapping," IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr., 61, 567–574, 2014
- [4] O. Lelièvre, V. Crozatier, P. Berger, G. Baili, O. Llopis, D. Dolfi, P. Nouchi, F. Goldfarb, F. Bretenaker, L. Morvan, and G. Pillet, "A model for designing ultralow noise single- and dual-Loop 10-GHz optoelectronic oscillators," J. Lightw. Technol., 35, 4366–4374, 2017.



JCOM 2025
12 juin 2025
LAAS Toulouse



Micro-horloge atomique CPT à régime d'interrogation impulsif avec stabilité de fréquence de 2.5×10^{-12} à 10^5 s

Carlos-Manuel Rivera-Aguilar, Andrei Mursa, Clément Carlé, Jean-Michel Friedt, Emmanuel Klinger,
Moustafa Abdel Hafiz, Nicolas Passilly, Rodolphe Boudot
FEMTO-ST, CNRS, Supmicrotech, Université Marie et Louis Pasteur, 26 chemin de l'épithape 25030 Besançon
Contact: carlos.rivera@femto-st.fr

La convergence de la spectroscopie atomique, des technologies de microfabrication et des lasers type VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Laser) a conduit à l'émergence, au développement puis à la commercialisation de micro-horloges atomiques [1]. Ces horloges atomiques microondes, reposant sur le phénomène quantique de piégeage cohérent de population (CPT), trouvent application pour la synchronisation de réseaux de capteurs dans les fonds océaniques, la navigation, le guidage, ou la sécurisation des communications. Dans ces dispositifs, la transition d'horloge d'atomes alcalins, confinés sous forme de vapeur thermique dans une cellule micro-fabriquée et mélangés à une pression de gaz tampon, est sondée par un signal microonde porté optiquement, obtenu par modulation directe du courant d'injection de la diode laser.

La stabilité relative de fréquence des micro-horloges CPT est généralement dégradée pour des temps d'intégration supérieurs à 100 s par les déplacements lumineux (sensibilité de la transition atomique d'horloge aux variations de puissance laser, fréquence laser, ou de puissance microonde). Plusieurs approches ont été proposées pour atténuer ces effets. Une technique largement utilisée consiste à ajuster finement la puissance micro-onde pour annuler au premier ordre la dépendance de la fréquence d'horloge aux variations de puissance laser [2-3]. Néanmoins, cette méthode rend la fréquence d'horloge seulement immune aux variations de puissance laser. D'autres techniques, telles que la mise en œuvre d'algorithmes avancés de compensation du couple courant-température laser [4], ou de séquences d'interrogation basées sur la modulation de puissance du laser [5], ont été proposées.

Une approche alternative pour la réduction des déplacements lumineux est la spectroscopie Ramsey-CPT. Dans ce cas, les atomes n'interagissent plus continuellement avec la lumière mais avec une séquence d'impulsions optiques CPT, de durée T_b et séparées par un temps d'évolution libre T dans le noir. Des variantes avancées, telles que la méthode Symmetric Auto-Balanced Ramsey (SABR), ont même démontré une efficacité accrue pour réduire l'impact néfaste des déplacements lumineux [6-7]. Dans [8], une horloge à microcellule CPT avec une stabilité de fréquence journalière dans la gamme basse des 10^{-12} a été démontrée.

Néanmoins, dans tous les travaux mentionnés ci-dessus, la séquence impulsionnelle optique CPT était obtenue grâce à l'utilisation d'un obturateur optique externe, typiquement un modulateur acousto-optique (AOM). Or, l'utilisation d'un AOM, de par son volume et sa puissance de consommation, est parfaitement incompatible avec la démonstration d'une micro-horloge atomique pleinement intégrée et basse consommation.

Dans ce travail, nous présentons, dans la continuité de [9], une micro-horloge atomique CPT de haute-stabilité, exploitant la méthode d'interrogation impulsionnelle SABR, sans AOM. La séquence d'interrogation, reposant sur l'utilisation d'impulsions à 2 étages, est obtenue par modulation directe, via son courant d'injection, de la puissance de sortie de la VCSEL. La génération de la séquence, l'acquisition du signal atomique, et l'implémentation des boucles d'asservissement nécessaires au bon comportement de l'horloge, sont assurées par une carte FPGA unique. Un point clé pour l'obtention des performances de stabilité fut l'implémentation d'une méthode de suivi et d'ajustement en temps-réel de la fenêtre de détection du signal atomique, fenêtre de détection sujette à une gigue temporelle en raison des transitoires thermiques de la diode VCSEL induits par les sauts de courant appliqués.

La sensibilité de la fréquence d'horloge aux variations de puissance laser, puissance microonde et fréquence laser a été mesurée avec cette approche, démontrant des coefficients de sensibilité inférieurs à ceux obtenus en régimes continu ou Ramsey-CPT. La déviation d'Allan de l'horloge est mesurée au niveau de 8×10^{-10} à 1 s, s'intégrant jusqu'à 2.5×10^{-12} à 10^5 s [10]. Ces résultats de stabilité journalière, à l'état de l'art pour des horloges microondes à microcellule, sont prometteurs pour l'avènement de micro-horloges atomiques CPT de nouvelle génération, opérant en régime d'interrogation impulsif, aux performances de stabilité augmentées.

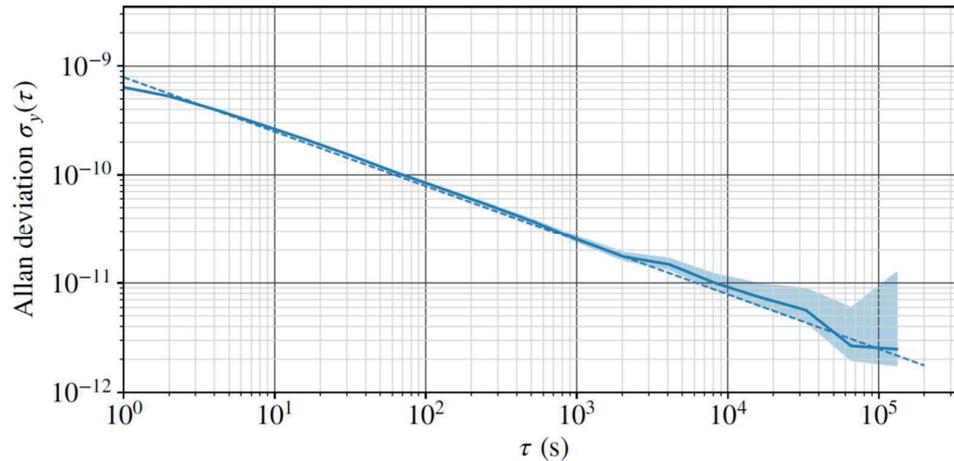


Figure 1 : Stabilité de fréquence de l'horloge à microcellule SABR-CPT. La séquence SABR-CPT est générée sans ajout d'obturateur optique externe.

Références :

- [1] J. Kitching, Appl. Phys. Rev. 5, 031302 (2018).
- [2] V. Shah et al., Appl. Phys. Lett. 89, 151124 (2006).
- [3] S. Zhang et al., J. Opt. Soc. Am. B 33, 1756 (2016).
- [4] S. Yanagimachi et al., Appl. Phys. Lett. 116, 104102 (2020).
- [5] M. Abdel Hafiz et al., Phys. Rev. Appl. 14, 034015 (2020).
- [6] M. Abdel Hafiz et al., Appl. Phys. Lett. 112, 244102 (2018).
- [7] M. Abdel Hafiz et al., Appl. Phys. Lett. 120, 064101 (2022)
- [8] C. Carlé et al., Opt. Exp. 31, 8160 (2023).
- [9] C. Rivera-Aguilar et al., Appl. Phys. Lett. 124, 114102 (2024).
- [10] C. Rivera-Aguilar et al., submitted Phys. Rev. Applied (2025).



JCOM 2025
12 juin 2025
LAAS Toulouse



Retournement temporel analogique sensible à la phase de signaux RF sur porteuse optique

Anne Louchet-Chauvet, Thomas Liauze

ESPCI Paris, Université PSL, CNRS, Institut Langevin, 75005 Paris, France

Le retournement temporel est une méthode puissante qui permet de focaliser des ondes dans des milieux complexes. Historiquement développé dans les années 1990 pour les ondes acoustiques, il a permis des avancées majeures dans des domaines comme l'imagerie médicale, la thérapie ciblée, la géophysique et les communications sous-marines. Plus récemment, ce concept a été étendu aux ondes radiofréquences (RF), ouvrant la voie à de nombreuses applications dans des environnements dynamiques et non maîtrisés (urbains, industriels, etc.).

Cependant, l'un des principaux verrous à l'adoption du retournement temporel en RF est la latence élevée induite par les traitements numériques conventionnels, surtout pour les signaux large bande. En effet ces méthodes peinent à s'adapter aux évolutions rapides du milieu. Une alternative prometteuse est l'approche entièrement analogique, en particulier lorsqu'elle repose sur la photonique hyperfréquence, qui bénéficie d'une très grande bande passante et de faibles pertes.

Nous présentons ici une architecture entièrement analogique capable d'effectuer un retournement temporel sensible à la phase de signaux RF portés optiquement. Cette solution s'appuie sur le mécanisme d'écho de photon dans des matériaux dopés aux ions terres rares, une technique bien maîtrisée dans le domaine des technologies quantiques.

Bien que ce principe ait déjà été utilisé dans de précédents travaux (notamment [1]), la nouveauté ici réside dans une approche fondamentalement différente, qui exploite directement le terme « $-t$ » dans l'amplitude de l'écho de photon. Contrairement aux méthodes antérieures basées sur la dispersion optique [1-3], cette nouvelle architecture permet le retournement de signaux modulés en phase et en fréquence, ce qui est crucial pour les applications RF.

Nous mettons en œuvre ce protocole et démontrons le retournement temporel de trains d'impulsions RF avec des modulations complexes de type FSK et PSK (voir Figures 1 et 2). Le système est compatible avec des signaux de plusieurs microsecondes et affiche une latence inférieure à la milliseconde, ce qui le rend pertinent pour les scénarios dynamiques en temps réel.

En revanche, la bande passante démontrée reste modeste (50 MHz). Nous avons pu en identifier l'origine comme étant liée à la diffusion spectrale instantanée, un phénomène de décohérence induit par l'excitation. Des pistes concrètes sont proposées pour étendre cette bande passante dans de futures itérations.

Ce travail constitue une étape importante vers des dispositifs analogiques à faible latence pour le traitement et la focalisation des signaux RF dans des environnements complexes. En supprimant la dépendance à la numérisation et en étant compatible avec des modulations complexes, cette approche ouvre de nouvelles perspectives dans les communications, le radar, et même l'imagerie.

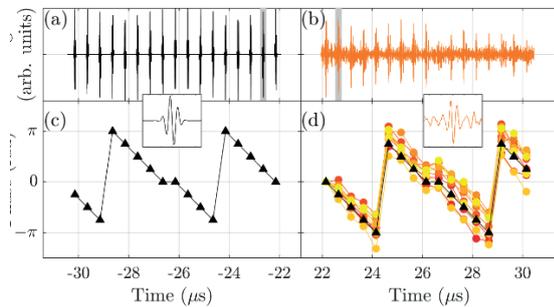


Figure 1. Retournement temporel d'une séquence d'impulsions PSK de $8 \mu\text{s}$, où chaque impulsion a une durée FWHM de 50 ns . (a) Signal d'entrée. (b) Exemple de signal de sortie obtenu expérimentalement par détection hétérodyne. (c) Phase de chaque impulsion du signal d'entrée. (d) Phase mesurée du signal de sortie, obtenue par démodulation numérique de chaque impulsion (cercles colorés). L'expérience est répétée 10 fois afin d'évaluer sa reproductibilité. Les phases sont référencées à la première impulsion du signal retourné et comparées aux valeurs attendues, indiquées par des triangles noirs. Encadrés : zoom sur l'une des impulsions, mise en évidence par le rectangle gris dans les panneaux (a) et (b).

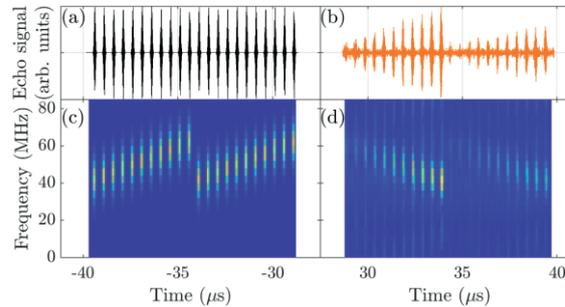


Figure 2. Retournement temporel d'un signal d'entrée de $12 \mu\text{s}$ codé en FSK et composé de 22 impulsions. (a) Signal d'entrée, encodé en FSK. (b) Exemple de signal de sortie obtenu expérimentalement par détection hétérodyne. Le battement en sortie est atténué par la bande passante de 50 MHz du photodétecteur. Les spectrogrammes sont calculés sur le signal d'entrée (c) et sur le signal expérimental moyen sur 10 répétitions (d).

Références :

- [1] H. Linget, L. Morvan, J.-L. Le Gouët, and A. Louchet-Chauvet. "Time reversal of optically carried radiofrequency signals in the microsecond range." *Optics Letters* 38.5 (2013): 643-645.
- [2] F. Coppinger, A. S. Bhushan, and B. Jalali. "Time reversal of broadband microwave signals." *Electronics Letters* 35.15 (1999): 1230-1232.
- [3] J. Zhang, and J. Yao. "Broadband and precise microwave time reversal using a single linearly chirped fiber Bragg grating." *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 63.7 (2015): 2166-2172.

Retournement temporel de signaux dans les boucles à décalage de fréquence

Guénoilé Dandé^{1,2}, Vincent Billault², Jérôme Bourderionnet², et Hugues Guillet de Chatellus^{1*}

1. Université de Rennes, CNRS, Institut FOTON - UMR 6082, F-35000 Rennes, France

2. Thales Research and Technology France, 91767 Palaiseau, France.

*hugues.guilletdechatellus@univ-rennes.fr

L'inversion temporelle des signaux radiofréquences ou micro-ondes a des applications importantes, tant dans le domaine des télécommunications que dans celui de la guerre électronique [1,2]. Les techniques entièrement numériques sont intrinsèquement limitées en largeur de bande par la vitesse des convertisseurs, ce qui nécessite l'émergence de techniques analogiques alternatives [3]. Dans ce contexte, nous démontrons une architecture photonique micro-onde simple et performante, qui offre des perspectives d'intégration.

Le système que nous proposons est basé sur une paire de boucles de décalage de fréquence (FSL pour frequency shifting loop) [4,5], où la première boucle transfère le signal d'entrée du domaine temporel au domaine fréquentiel, tandis qu'une deuxième boucle effectue le processus inverse, réalisant ainsi le processus d'inversion temporelle souhaité. Rappelons qu'une FSL est une boucle fibrée comprenant un décaleur de fréquence (généralement acousto-optique).

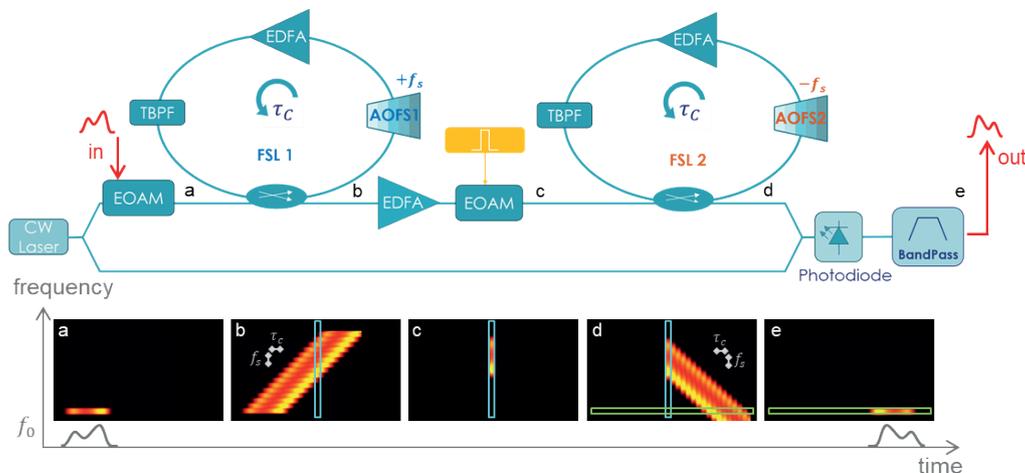


Figure 1. Retournement temporel dans une paire de boucles à décalage de fréquence. La première boucle produit des répliques du signal d'entrée (a) décalées à la fois en temps et en fréquence (b). Une porte temporelle sélectionne une fraction du signal (c) avant injection dans la seconde boucle. Cette dernière produit des répliques du signal tronqué (d). Une porte fréquentielle (filtre passe-bas) produit enfin une version retournée du signal d'entrée (e).

Le concept que nous proposons, comprend deux étapes (Fig. 1). La première consiste en une projection temps-fréquence du signal d'entrée dans une première FSL, et en une extraction du signal à l'aide d'une porte temporelle. Cette combinaison permet d'obtenir une forme d'onde dont le profil spectral reproduit en fréquence celui du signal d'entrée. La deuxième étape consiste à envoyer cette forme d'onde dans une deuxième FSL avec un décalage de fréquence opposé à la première, à la sortie de laquelle est placé un détecteur suivi d'un filtre de fréquence. Cette deuxième étape permet de projeter

le signal du domaine spectral vers le domaine temporel (mapping fréquence-temps), réalisant ainsi le retournement temporel du signal original.

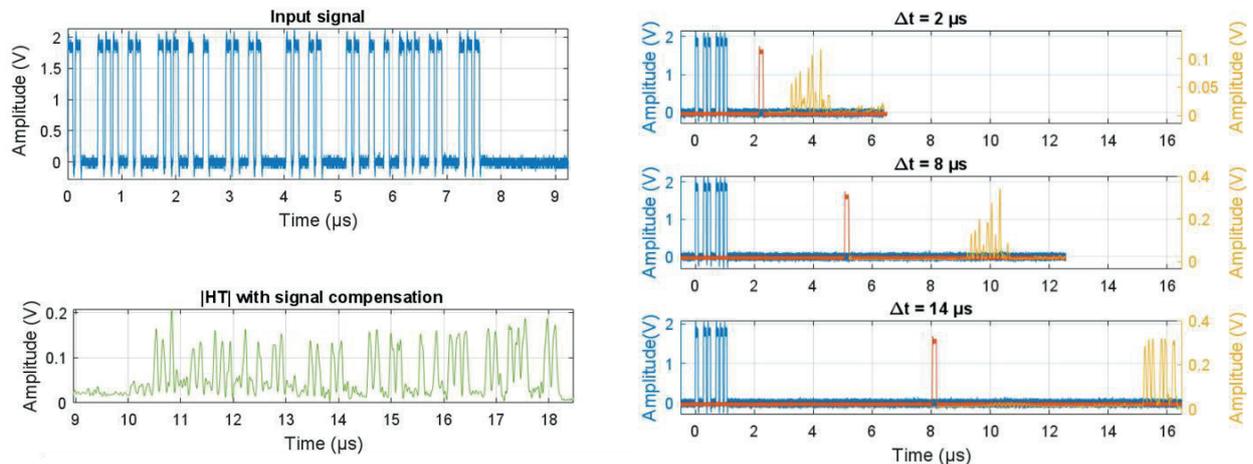


Figure 2. A gauche, retournement temporel de signaux binaires (56 bits). Une transformée de Hilbert est appliquée sur le signal brut. Après compensation du biais du système, on obtient la trace en bas à gauche, une copie retournée du signal d'entrée. A droite, stockage avant réémission du signal retourné. Le signal d'entrée est en bleu. La position de la porte temporelle (en orange) fixe la réémission du signal retourné (en jaune).

La technique est particulièrement polyvalente, permettant le renversement temporel de signaux avec des largeurs de bande de l'ordre de dizaines de MHz et des durées de l'ordre de la dizaine de microsecondes (Fig. 2). Le système peut également servir de buffer pour le signal inversé, une caractéristique prometteuse pour les approches photoniques de beamforming. Enfin, des perspectives crédibles d'intégration existent pour cette technique de retournement temporel, par exemple par hybridation de différentes plate-formes technologiques.

Nous remercions l'ANRT et Rennes Métropole (Allocation d'Installation Scientifique) pour leur soutien.

Références :

- [1] M. Fink, "Time reversed acoustics," Phys. Today 50, 34-40 (1997).
- [2] G. Lerosey, J. de Rosny, A. Tourin, A. Derode and M. Fink, "Time Reversal of Wideband Microwaves", Appl. Phys. Lett. 88, 154101 (2006).
- [3] H. Linget, L. Morvan, J.-L. Le Gouët, and A. Louchet-Chauvet, "Time reversal of optically carried radiofrequency signals in the microsecond range," Opt. Lett. 38, 643-645 (2013).
- [4] H. Guillet de Chatellus, L. Romero Cortés, and J. Azaña, "Optical real-time Fourier transformation with kilohertz resolutions," Optica 3, 1-8 (2016).
- [5] V. Duran, L. Djevarhidjian, and H. Guillet de Chatellus, "Bidirectional frequency-shifting loop for dual-comb spectroscopy," Opt. Lett. 44, 3789-3792 (2019).

Méthode d'intégration d'un filtre RF en bande de base afin de linéariser le retard d'un SOA par Up-CPO

A. Bonizec¹, T. Rampone¹, N.Martin², P. Morel¹, D. Le Berre³, C. Quendo², A. Hlali¹, A. Sharaiha¹,
 1. Bretagne INP ENIB, Lab-STICC, CNRS, UMR 6285, Brest Cedex 3, France
 2. UBO, Lab-STICC, CNRS, UMR 6285, Brest Cedex 3, France
 3. Bretagne INP ESIAB, Lab-STICC, CNRS, UMR 6285, Brest Cedex 3, France

L'utilisation de la technique "Up-CPO" d'un amplificateur optique à semi-conducteurs (SOA) permet de générer des retards pour des signaux montés en fréquence [1]. La réponse fréquentielle de la variation de phase du signal transposé en fréquence n'est toutefois pas parfaitement linéaire, il est donc nécessaire de la corriger. Un système optique-micro-ondes, associant un filtre hyperfréquence au mélangeur/déphaseur photonique, a été proposé pour obtenir un retard constant en fréquence [2]. La figure 1 montre les deux techniques, post ou pré distorsion, étudiées :

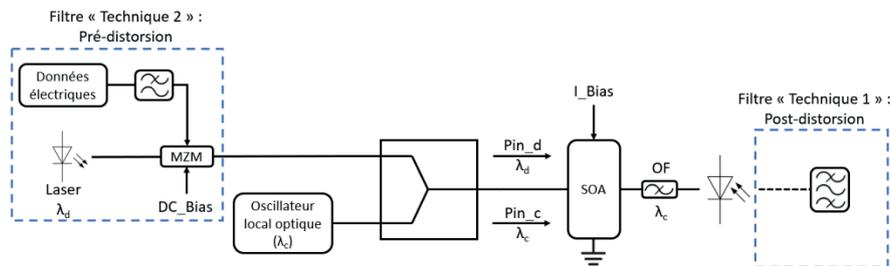


Figure 1. Schéma de principe des deux approches pour améliorer la réponse du retard avec un étage RF.

La première méthode associe l'implémentation d'un filtre passe-bande RF après l'étage optique pour réaliser une correction en "post-distorsion". Le filtre alors conçu est adapté à un point de fonctionnement spécifique du SOA. La structure peut être accordée suivant le courant de polarisation du SOA par l'insertion d'une diode varactor au niveau du filtre [2]. Néanmoins, celui-ci a été étudié pour fonctionner à la fréquence de l'oscillateur local f_{OL} , ainsi toute modification de f_{OL} nécessite la reprise de la conception du filtre RF passe-bande notamment lors du décalage vers des fréquences très élevées, rendant plus complexe sa réalisation (dimensions très petites). Un retard autour de 10GHz a été réalisé par cette méthode avec une accordabilité de 56 ps et une amélioration maximale de 80% pour une bande de fréquences de 0,375 GHz.

La seconde méthode introduit, en amont de l'étage optique, un filtre passe-bas RF pour réaliser une correction de "pré-distorsion". Le filtre est réalisé pour fonctionner en bande de base (du DC jusqu'à environ 6 GHz) limité par la réponse en fréquence du SOA, ce qui permet d'avoir moins de contraintes technologiques. Connaissant le retard du SOA, le filtre passe-bas est réalisé en prenant en compte celui-ci pour obtenir en sortie de SOA un retard corrigé, constant en fréquence (figure 2). La présentation de cette technique dans le papier [3] apportait une preuve de concept.

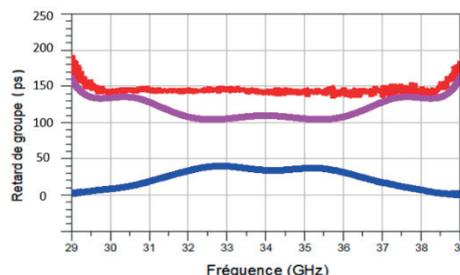


Figure 2. Principe de la correction du SOA par le filtre (bleu = retard du SOA, rose = retard filtre, rouge = association filtre-SOA). Le signal d'entrée en bande de base est transposé à 34 GHz.

Pour les tests de cette méthode, un filtre passe-bas d'ordre 6 a été étudié et simulé sur le logiciel ADS de Keysight à partir des synthèses de filtre passe bas classique (Matthaei ou Pozar). Les paramètres S du filtre sont utilisés pour vérifier la correction apportée au retard du SOA dans la bande d'intérêt. Il est à noter que le retard du SOA a été obtenu à partir d'une caractérisation expérimentale.

Pour étudier la pré-distorsion apportée par le filtre en bande de base, il a fallu adapter l'outil de simulation avec les paramètres S pour prendre en compte le décalage en fréquence apporté par le SOA. Une transposition de la réponse du filtre de la bande de base [0 ; 6GHz] vers la bande [28 ; 40 GHz] correspondant à la caractérisation de la réponse du SOA (autour de 34 GHz) a été effectué à l'aide d'un programme MATLAB. Les réponses du filtre (simulées ou mesurées) subissent 2 transformations, l'ajout des fréquences négatives (la symétrie des réponses), puis le décalage en fréquence passant du filtre passe-bas allant de [-6GHz ; 6GHz] à un filtre passe-bande [28 GHz ; 40 GHz] avec une fréquence centrale à 34 GHz (figure 3).

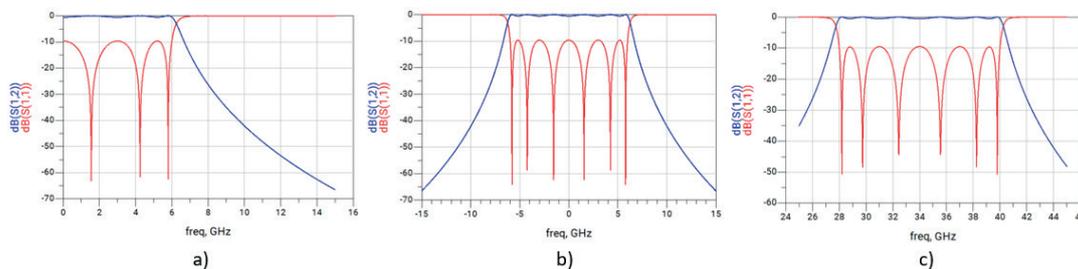


Figure 3. Exemple des différentes transformations effectuées via le programme MATLAB sur un filtre passe-bas d'ordre 6 (transmission en bleue et réflexion en rouge). a) filtre passe-bas initial, b) ajout des fréquences négatives et c) décalage fréquentiel.

Après la transposition en fréquence de la réponse du filtre passe-bas, il est ensuite possible d'associer directement la réponse du filtre et le SOA pour visualiser le retard corrigé (figure 4). Les perspectives se tournent maintenant sur l'optimisation de la correction en jouant sur les degrés de liberté du filtre passe-bas tel que l'ordre du filtre, l'ajout de rétrocouplage entre résonateurs non-adjacent et l'évaluation des performances de la méthode de pré-distorsion sur le retard du SOA en termes de bande passante, ondulation...

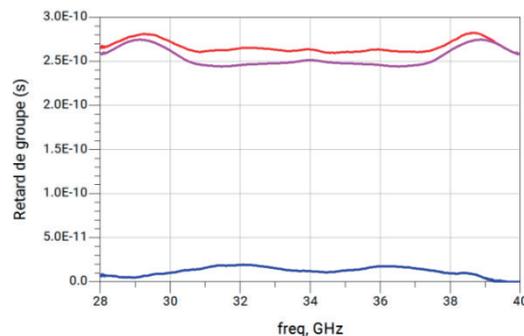


Figure 4. Exemple de résultat obtenu sur ADS pour le retard du SOA seul (bleu), le filtre seul (rose) et l'association filtre-SOA (rouge).

Références :

- [1] P. Berger, *et al.* "Time delay generation at high frequency using SOA based slow and fast light," *Opt. Express*, OE, vol. 19, no. 22, pp. 21180–21188, Oct. 2011, doi: 10.1364/OE.19.021180.
- [2] N. Hamdash, "High frequency tunable delay by microwave-photonics techniques for antenna networks," Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale, Lab-STICC UMR CNRS, 2020.
- [3] A. Hlali, *et al.* « Utilisation d'un filtre RF de pré-distorsion pour la correction d'un retard généré par la technique up-CPO dans un SOA ». Journée du Club Optique Micro-ondes (JCOM), Juin 2023, Lannion, France. (hal-04213177)

Study of Graphite/diamond Schottky contact for the electrical readout of an NV ensemble

Xuan Phuc Le¹, Ludovic Mayer¹, Simone Magaletti¹, Martin Schmidt², Jean-François Roch², Thierry Debuisschert¹

¹Thales Research and Technology, 1 Avenue Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau Cedex, France.

²Université Paris-Saclay, CNRS, ENS Paris-Saclay, CentraleSupélec, LuMIn, 91190 Gif-sur-Yvette, France.
xuan-phuc.le@thalesgroup.com

Nitrogen-vacancy (NV) center is a spin defect in diamond whose appealing properties make it a promising candidate for quantum sensing [1]. As an example, an ensemble of NV centers enables instantaneous, broadband RF spectral analysis based on all-optical processing of the microwave signal [2]. Compared to the usual optical spin readout of an ensemble of NV centers exploiting its spin-dependent photoluminescence (ODMR) [3], the electrical readout is based on its spin-dependent charge generation rate upon illumination (PDMR) [4]. This method offers numerous perspectives in terms of integration and performance compared to the conventional optical reading. This photoconductive detection scheme usually relies on monitoring the produced photocurrent between metallic contacts on the diamond surface [5]. Recently, graphite electrodes on diamond have shown promising performances in terms of PDMR [5].

Here we investigate the physical properties under illumination of a graphite-diamond-graphite structure equivalent to two Schottky diodes in a back-to-back configuration. We jointly use both optical and electrical detection of the NV centers spin resonance to identify the conduction state of the diodes and we show that the electrical signal is localized at the reverse biased diode. We observe how the photogenerated carriers from NV centers produce a space charge region near the reverse biased Schottky contact. We analyze how the reverse current flowing in the graphite-diamond-graphite structure changes as a function of bias voltage and RF-induced excitation of the NV ensemble spin resonances. Furthermore, we demonstrate how an additional field effect arising from the illumination scheme impacts the reverse current, resulting in an electrical contrast that can exceed the optical contrast under the same illumination conditions [6].

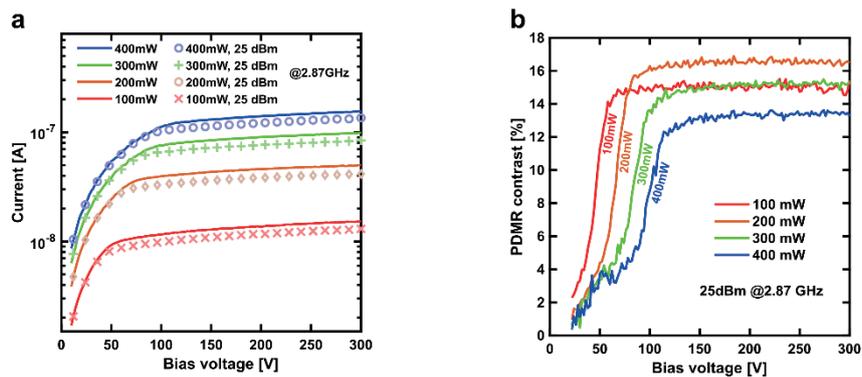


Figure 1. a. IV characteristics of a graphite-diamond-graphite structure upon laser illumination, with or without RF excitation at 2.87 GHz. b. PDMR contrast as a function of laser illumination intensity, extracted from IV characteristics on figure a.

References:

- [1] R. Schirhagl, K. Chang, M. Loretz, C. L. Degen, *Annual Review of Physical Chemistry* **65**, 83 (2014).
[2] S. Magaletti, L. Mayer, J.-F. Roch T. Debuisschert, *Commun. Eng.* **1**, 19 (2022).



JCOM 2025
12 juin 2025
LAAS Toulouse



-
- [3] A. Gruber, A. Dräbenstedt, C. Tietz, L. Fleury, J. Wrachtrup, C. von Borczyskowski, *Science* **276**, 2012 (1997).
[4] E. Bourgeois, A. Jarmola, P. Siyushev, M. Gulka, J. Hruby, F. Jelezko, D. Budker, M. Nesladek, *Nat. Commun.* **6**, 8577 (2015).
[5] G. Villaret, L. Mayer, M. Schmidt, S. Magaletti, M. De Feudis, M. Markham, A. Edmonds, J.-F. Roch, T. Debuisschert, *App. Phys. Lett.* **122**, 194001 (2023).
[6] X. P. Le, L. Mayer, S. Magaletti, M. Schmidt, J.-F. Roch, T. Debuisschert, arXiv:2504.11192 (2025).

Etude théorique d'une architecture innovante de laser Raman programmable

Alexis Bougaud¹, Manal Arbati¹, Bruno P. Chaves¹, Arnaud Mussot², Alessia Pasquazi³ et Benjamin Wetzel¹

¹XLIM Research Institute, CNRS UMR 7252, Université de Limoges, France

² Université de Lille, CNRS UMR 8523—PhLAM—Physique des Lasers Atomes et Molécules, F-59000, Lille, France

³ Emergent Photonics Research Centre, Dept. of Physics, Loughborough University, Loughborough, LE11 3TU, UK
alexis.bougaud@xlim.fr; benjamin.wetzel@xlim.fr

Nous présentons une preuve de principe d'un laser Raman programmable à partir de résultats numériques. L'architecture proposée inclut une ligne à retard programmable permettant de générer deux peignes de fréquence avec des taux de répétition et des différences de porteuse ajustables. Nous abordons les conditions d'utilisation de cette architecture par une étude de stabilité et d'accordabilité.

Depuis leur première conception dans les années 60, les lasers à verrouillage de modes ont prouvés leur efficacité pour la synthèse de peignes de fréquences cohérents large bande. Parmi eux, les lasers à verrouillage de modes passif constituent une approche privilégiée pour la génération d'impulsions sub-picosecondes. Cette approche présente cependant l'inconvénient d'avoir un taux de répétition fixe déterminé par l'intervalle spectral libre de la cavité laser. A cela s'ajoute un taux de répétition limité à la centaine de MHz, notamment lié à la constante de temps de l'absorbeur saturable utilisé. Afin de contourner cette limitation, les lasers à verrouillage de modes par effet Kerr ont trouvé un regain d'attention ces dernières années, la réponse instantanée de l'effet Kerr permettant de s'affranchir de la contrainte issue de la constante de temps de l'absorbeur saturable. Plus spécifiquement, l'architecture en cavité imbriquées a prouvé son efficacité pour la génération de peignes large bande à haut taux de répétition (~50 GHz) [2]. Dans l'idée d'ajouter un contrôle sur le taux de répétition du train d'impulsions, nous avons récemment proposé d'ajouter à cette configuration une ligne à retard programmable dans la cavité laser [3] (Fig.1). Ce composant permet alors de multiplier le taux de répétition du laser par effet d'entrelacement temporel. Nous proposons une version étendue du dispositif, en couplant la cavité laser soliton avec une seconde cavité à fibre non-linéaire. Le LCS sert alors de laser de pompe pour la seconde cavité, formant ainsi un laser Raman.

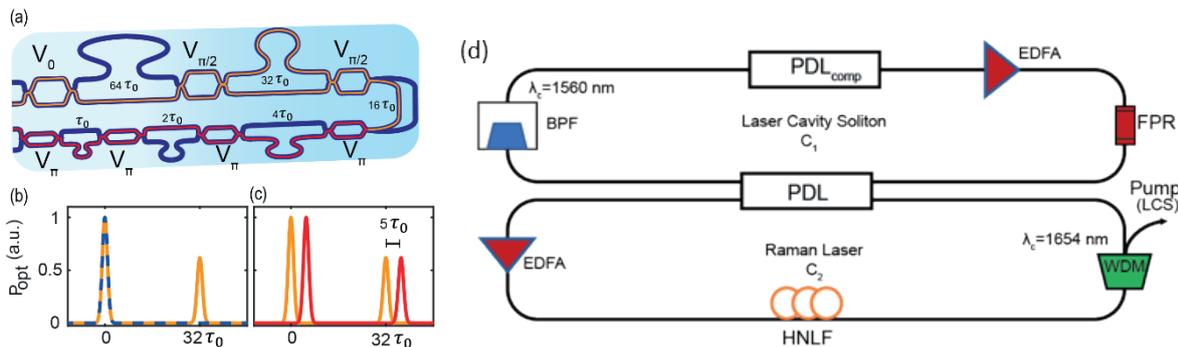


Figure 1. (a) Schéma présentant le principe d'une ligne à retard programmable ayant pour délai unitaire τ_0 . Les tensions V_0 , V_π et $V_{\pi/2}$ des MZI imposent un couplage 0%, 50% et 100% respectivement et permettent d'ajuster le taux de répétition (b) ainsi que le délai absolu (c) du train d'impulsion. (d) Schéma du laser Raman simulé : EDFA : amplificateur dopé Erbium, FPR : résonateur Fabry-Pérot Fibré [4], BPF : Filtre passe-bande, PDL : ligne à retard programmable, WDM : multiplexeur en longueur d'onde, HNFL : fibre non-linéaire, LCS : cavité laser soliton.

La ligne à retard programmable permet alors de contrôler le taux de répétition du laser Raman et du LCS, ainsi que la différence de porteuse entre les deux peignes. On obtient donc un système permettant

la synthèse de deux peignes de fréquences présentant un taux de répétition (Fig. 3) et une différence de porteuse (Fig. 2) contrôlables numériquement.

Au-delà de la preuve de principe, nos travaux s'intéressent aux conditions d'utilisation du laser. Une étude de stabilité est présentée et mise en relation avec l'accordabilité du laser en longueur d'onde et en taux de répétition. Une attention particulière sera portée sur l'apport de l'encodage du délai offert par la ligne à retard programmable, permettant le contrôle numérique des paramètres du peigne Raman.

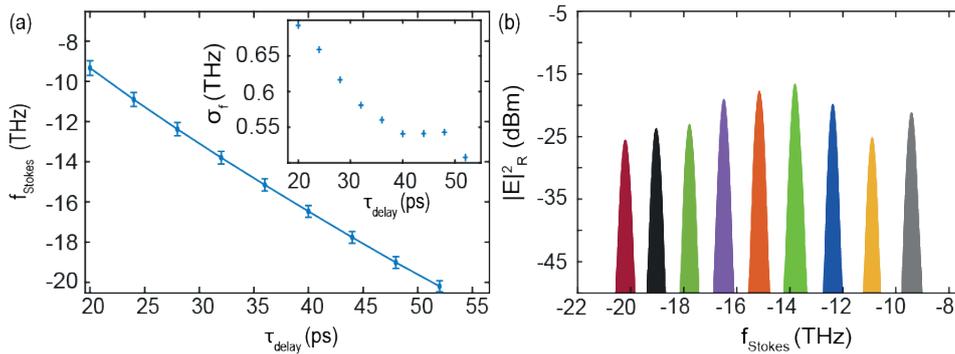


Figure 2. (a) Evolution de la différence de porteuse laser Raman – LCS (f_{Stokes}) suivant le délai imposé par la ligne à retard programmable (PDL). σ_f , dans l'insert, représente la moyenne quadratique de f_{Stokes} lorsque le taux de répétition du train d'impulsion est modifié par la PDL. (b) Spectres en sortie du laser Raman associés aux délais du panel (a).

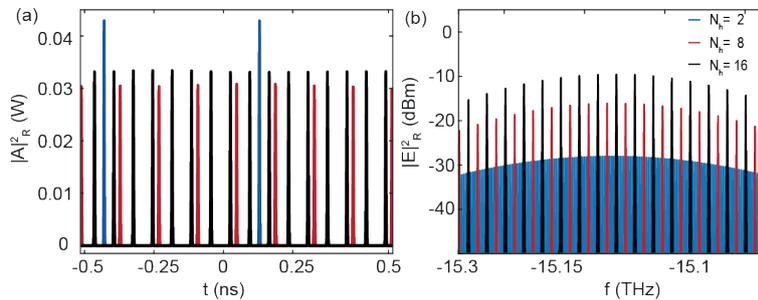


Figure 3. (a) Représentation du train d'impulsion du laser Raman dans le domaine temporel obtenu pour un délai absolu issu de la PDL de 34 ps (Fig.2a). Le taux de répétition du train d'impulsion est ajusté par cette même PDL démontrant la possibilité d'un ajustement indépendant des deux paramètres. Les courbes bleu, rouge et noire correspondent à la sélection des harmoniques (N_h) 2, 8 et 16 pour un fondamental de 976,5 MHz. (b) Spectres optiques associés aux courbes présentées dans le panel (a).

Références :

- [1] D. Kuizenga, A. Siegman, "FM and AM mode locking of the homogeneous laser-Part I: Theory", IEEE JQE, vol.6, p.694-708 (1970).
- [2] H. Bai, A. Cooper et al., "Laser cavity-soliton microcombs", Nat. Photonics, vol.13, p.384-389, 2019.
- [3] A. Bougaud, M. Arbati, et al., "Programmable Nested Cavities Kerr comb Mode-Locked Laser", Optics Letters, 2025 [preprint].
- [4] G. Bourcier, S. M. Ousaid, et al., "Optimization of a fiber Fabry-Perot resonator for low-threshold modulation instability Kerr frequency combs", Optics Letters, vol.49, p.3214-3217, 2024.

This work received funding from his work has received funding from the European Research Council (ERC) under the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme under grant agreement 950618 (STREAMLINE). This research benefited from the support of the Platinom platform, with funding the European Union and the Nouvelle Aquitaine council under the PILIM program. B.W. acknowledges the support of the French ANR through the OPTIMAL project (ANR-20-CE30-0004) and LabEx First-TF (ANR-10-LABX-48-01), and the Région Nouvelle Aquitaine (SPINAL project).

Caractérisation par peigne de fréquences d'un résonateur en anneau intégré

Thomas Perriguy^{1*}, Hugues Guillet de Chatellus¹, Goulc'Hen Loas¹, Quentin Wilmart², Marc Vallet¹, Mehdi Alouini¹, Marco Romanelli¹

1. Université de Rennes, CNRS, Institut FOTON - UMR 6082, F-35000 Rennes, France

2. Université Grenoble Alpes, CEA, LETI, F-38000 Grenoble, France

*thomas.perriguy@univ-rennes.fr

La génération de signaux hyperfréquences à haute pureté spectrale est essentielle pour de nombreuses applications, comme dans le domaine des radars et des télécommunications [1]. Les oscillateurs optoélectroniques (OEO) ont été largement étudiés au fil des années comme dispositifs performants pour la génération optique de signaux hyperfréquences [2]. Les OEO utilisent généralement une longue fibre optique (plusieurs kilomètres) afin de fournir un retard important et ainsi augmenter le facteur de qualité de l'oscillateur. Toutefois, les systèmes modernes exigent de plus en plus des solutions compactes, intégrées sur puces photoniques et à faible consommation.

Dans ce contexte, les résonateurs en anneau intégrés, utilisés à la fois comme ligne à retard et filtre photonique, apparaissent comme d'excellentes alternatives aux fibres optiques. Les propriétés spectrales du signal hyperfréquence généré, en particulier sa fréquence et sa pureté spectrale, sont directement liées à l'intervalle spectral libre (ISL) et au facteur de qualité du résonateur [3]. Il est donc essentiel de caractériser ces résonateurs avec précision.

Dans ce travail, nous présentons une caractérisation optique détaillée d'un résonateur en anneau en nitrure de silicium (SiN), réalisé au CEA-LETI (Figure 1). La fonction de transfert en intensité du résonateur est, dans un premier temps, analysée à l'aide de la fonction *Component Analyzer* d'un analyseur de spectre optique à haute résolution (BOSA, Aragon Photonics) (Figure 2). Cette mesure donne un ISL de 9 GHz et une largeur à mi-hauteur (FWHM) de 138 MHz, correspondant à un facteur de qualité de $1,4 \times 10^6$. Toutefois, cette technique ne fournit que la fonction de transmission en intensité du résonateur mais ne donne aucune information sur sa réponse en phase, qui renseigne sur la qualité optimale du couplage optique au résonateur.

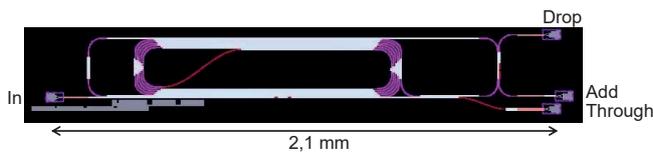


Figure 1. Résonateur en anneau intégré en SiN

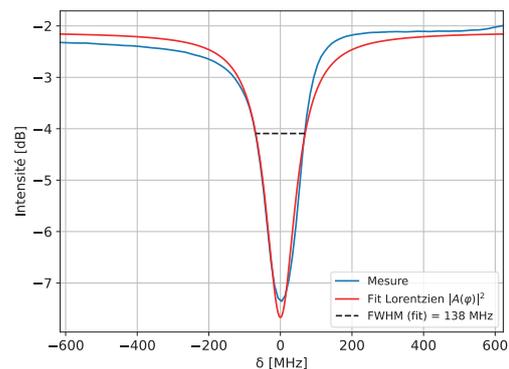


Figure 2. Fonction de transmission en intensité du résonateur

Pour une caractérisation complète, nous avons mis en place une méthode basée sur l'exploitation d'un peigne de fréquences optique. Celui-ci est généré par une boucle à décalage de fréquence injectée par un laser monochromatique [4]. Cette technique permet de contrôler très simplement l'espacement du peigne et donc la résolution de la mesure. Le peigne de fréquences est injecté dans le résonateur puis recombinaison à la sortie avec le laser d'injection de la boucle à décalage de fréquence. La transformée

de Fourier du signal de battement détecté sur une photodiode placée à la sortie « Through » de l'anneau donne alors accès à la fonction de transmission en amplitude et en phase du résonateur (Figure 3). En extrayant l'amplitude et la phase de chaque dent du peigne (Figure 4), et en suivant les notations de Yariv [5-6], nous retrouvons non seulement les paramètres déterminés précédemment (FWHM de 123 MHz en intensité et facteur de qualité de $1,6 \times 10^6$), mais déterminons également le régime de couplage (ici sur-couplage), ainsi que les facteurs de qualité intrinsèque (4×10^6) et externe ($2,6 \times 10^6$) du résonateur. Notre technique est particulièrement bien adaptée aux caractéristiques spectrales des résonateurs intégrés pour lesquels la méthode de « Ringdown » [7] est difficile à mettre en œuvre.

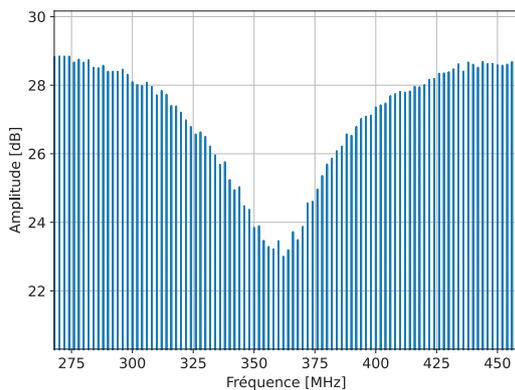


Figure 3. Transmission du résonateur mesurée sur le peigne hétérodyne (l'espacement des dents du peigne est de 2 MHz)

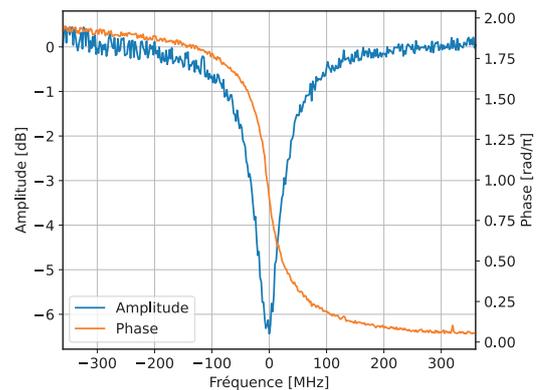


Figure 4. Fonction de transmission en amplitude et en phase du résonateur, extraite à partir des dents du peigne hétérodyne

Références :

- [1] F. Zou *et al.*, « Optoelectronic oscillator for 5G wireless networks and beyond », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 54, n° 42, p. 423002, 2021, doi: 10.1088/1361-6463/ac13f2.
- [2] T. Hao, W. Li, N. Zhu, et M. Li, « Perspectives on optoelectronic oscillators », *APL Photonics*, vol. 8, n° 2, p. 020901, 2023, doi: 10.1063/5.0134289.
- [3] P. T. Do, C. Alonso-Ramos, X. Le Roux, I. Ledoux, B. Journet, et E. Cassan, « Wideband tunable microwave signal generation in a silicon-micro-ring-based optoelectronic oscillator », *Sci. Rep.*, vol. 10, n° 1, p. 6982, avr. 2020, doi: 10.1038/s41598-020-63414-9.
- [4] V. Durán, C. Schnébelin, et H. G. de Chatellus, « Coherent multi-heterodyne spectroscopy using acousto-optic frequency combs », *Opt. Express*, vol. 26, n° 11, p. 13800-13809, mai 2018, doi: 10.1364/OE.26.013800.
- [5] A. Yariv, « Universal relations for coupling of optical power between microresonators and dielectric waveguides », *Electron. Lett.*, vol. 36, n° 4, p. 321-322, févr. 2000, doi: 10.1049/el:20000340.
- [6] Z. Abdallah, Y. G. Boucher, A. Fernandez, S. Balac, et O. Llopis, « Radio frequency spectral characterization and model parameters extraction of high Q optical resonators », *Sci. Rep.*, vol. 6, n° 1, p. 27208, juin 2016, doi: 10.1038/srep27208.
- [7] Y. Dumeige, S. Trebaol, L. Ghiša, T. K. N. Nguyễn, H. Tavernier, et P. Féron, « Determination of coupling regime of high-Q resonators and optical gain of highly selective amplifiers », *JOSA B*, vol. 25, n° 12, p. 2073-2080, déc. 2008, doi: 10.1364/JOSAB.25.002073.

Remerciements :

Nous remercions l'Agence Nationale de la Recherche (22-PEEL-0008 (PEPR Électronique - OROR)), la Région Bretagne, FEDER and Rennes Métropole (CPER PhotBreizh) pour leur support financier.

Mesure du bruit de phase d'un amplificateur optique

Damien Teyssieux, Martin Callejo, Jacques Millo, Enrico Rubiola et Rodolphe Boudot
FEMTO-ST, CNRS, Supmicrotech, Université Marie et Louis Pasteur, 26 chemin de l'épitaube 25030 Besançon
Contact: damien.teyssieux@femto-st.fr

Les amplificateurs optiques, incluant les amplificateurs à semi-conducteurs (SOA), les amplificateurs à fibres dopées à l'erbium (EDFA) et les amplificateurs Raman (FRA), sont des éléments essentiels des réseaux de télécommunications en fibre optique. Ils compensent les pertes en transmission sur de longues distances, tout en visant à préserver la pureté du signal initial. Leur usage s'est intensifié avec l'essor des centres de données, des réseaux Ethernet et des infrastructures de téléphonie mobile. Au-delà des télécommunications, les amplificateurs optiques jouent un rôle crucial dans la génération et la distribution de signaux optiques ultra-stables et à faible bruit de phase, notamment pour la comparaison des horloges atomiques optiques de pointe. Ces dispositifs, atteignant des stabilités relatives de fréquence inférieures à 10^{-16} à 1 s, reposent sur des lasers stabilisés sur cavités Fabry-Perot [1-3] et sont comparés via des liens optiques longue distance nécessitant l'emploi d'amplificateurs optiques. Aussi, ces dernières années ont vu l'émergence d'horloges ou références optiques miniatures à cellule de vapeur [4-5], atteignant des stabilités relatives de fréquence dans la gamme basse des 10^{-13} à 1 s. Les contributions majeures à la stabilité de fréquence court-terme de ces références sont le bruit de grenaille photon, ainsi que le bruit de fréquence du laser interrogateur par un phénomène dit d'intermodulation [6]. Ces applications sont donc aussi en recherche de signaux optiques couplant puissance et haute pureté spectrale, confirmant l'intérêt d'amplificateurs optiques.

Le bruit de phase dans les amplificateurs RF et micro-ondes a été étudié [7,8]. Concernant les amplificateurs optiques, les études expérimentales existantes se sont généralement focalisées sur l'impact de l'amplificateur sur le bruit de phase de signaux micro-ondes transportés optiquement [9], plutôt que sur le bruit de phase optique lui-même. D'autres études ont montré, pour certaines applications, que l'utilisation d'un amplificateur optique ne dégradait pas le bruit de phase ou RIN du signal optique initial [10], sans pour autant rapporter le bruit de phase de l'amplificateur. Ainsi, avec surprise, nous n'avons pas trouvé dans la littérature de mesure directe du bruit de phase d'un amplificateur optique, dans le domaine optique. L'objectif de ce travail est ainsi de contribuer à combler ce manque en présentant des mesures du bruit de phase d'un SOA.

Les mesures de bruit de phase de l'amplificateur ont été réalisées à $1.5 \mu\text{m}$ à l'aide d'une technique d'interférométrie hétérodyne retardée (DSHI) [11-12], dont le schéma est présenté en figure 1.

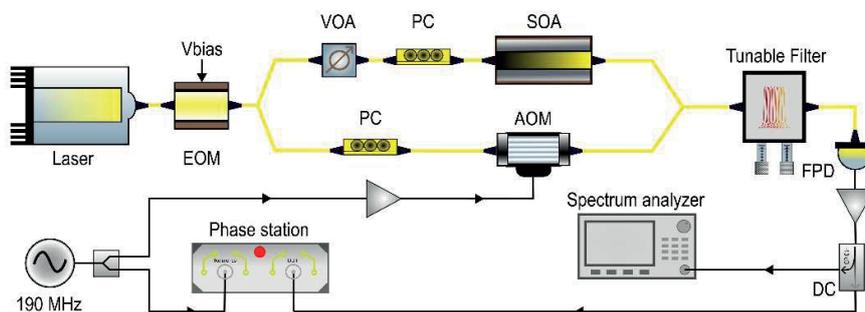


Figure 1. Montage expérimental utilisé pour les mesures du bruit de phase du laser et du SOA.

La figure 2 montre les mesures du bruit de phase du laser, du banc sans SOA, et du banc avec le SOA. Le bruit de phase du laser suit une loi en $1/f^4$, caractéristique d'une instabilité thermique, et reste

nettement supérieur au bruit du banc jusqu'à 1 MHz. Entre 4 Hz et 1 kHz, le bruit de phase mesuré du SOA est limité par celui du banc de mesure.

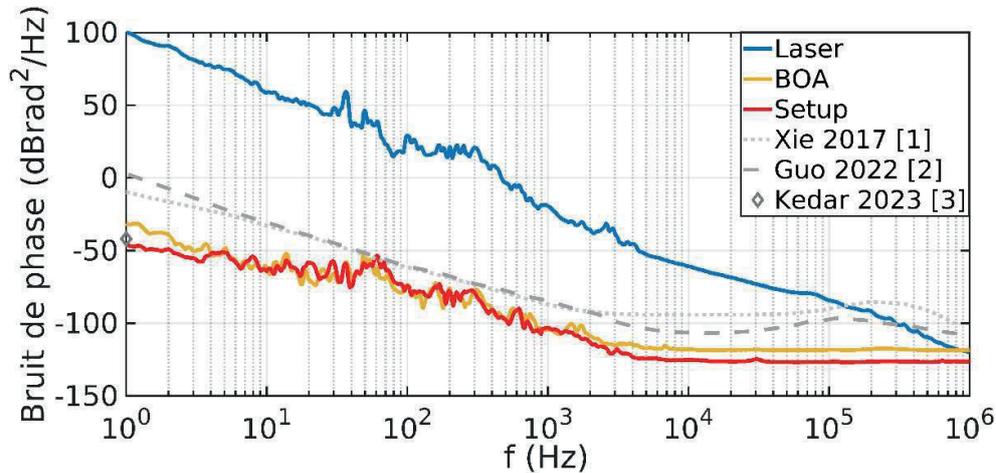


Figure 2. Bruit de phase du laser, du montage sans le SOA, et du montage en présence du SOA.

Le bruit de phase du SOA à 1 Hz est mesuré inférieur à -32 dBBrad²/Hz, correspondant à une stabilité relative de $5,2 \times 10^{-17}$ à 1 seconde [13], meilleure que celle de nombreux à lasers à cavité Fabry-Perot stabilisés. À haute fréquence (~ 100 kHz), le SOA introduit un bruit blanc supplémentaire (~ 12 dB au-dessus du banc), tout en maintenant un niveau de bruit inférieur à -115 dBBrad²/Hz, pouvant atteindre -125 dBBrad²/Hz, niveaux en deçà d'une majorité du bruit de lasers à haute pureté spectrale.

Nous avons mesuré que le plancher de bruit de phase du SOA à 1 MHz diminue avec l'augmentation de la puissance RF détectée, avant de se stabiliser. Une hausse de la puissance optique en entrée (P_i) réduit également le bruit de phase. Les données expérimentales, ajustées par un modèle théorique, permettent d'extraire les valeurs du plancher de bruit de phase du SOA. Nous avons aussi mesuré que le plancher de bruit de phase de l'amplificateur décroît avec l'augmentation de P_i , indépendamment du courant d'injection ($I = 150, 350, 600$ mA), suggérant que le plancher de bruit de phase du SOA n'est pas lié à son gain. Les études se poursuivent et les résultats les plus récents seront présentés à la conférence.

Références :

- [1] X. Xie et al., Opt. Lett. 42, 7, 1217-1220 (2017).
- [2] J. Guo et al., Sci. Adv. 8, eabp9006 (2022).
- [3] D. Kedar et al., Optica 10, 4, 464-470 (2023).
- [4] Z. Newman et al., Opt. Lett. 46, 18, 4702 (2021).
- [5] E. Klinger et al., Appl. Phys. Lett. 126, 124003 (2025).
- [6] C. Audoin et al., IEEE Trans. Instr. Meas. 40, 2, 121 (1991).
- [7] R. Boudot et E. Rubiola, IEEE Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr. 59, 12, 2613 (2012).
- [8] S. Gribaldo et al., 19th European Frequency Time Forum, pp. 343-347 (2005).
- [9] D. Eliyahu et al., IEEE Microw. Theo. Tech. 56, 2, 449 (2008).
- [10] Q. Zhao et al., Opt. Exp. 31, 12, 18734 (2023).
- [11] T. Okoshi et al., Elec. Lett. 16, 16, 630 (1980).
- [12] O. Llopis et al., Opt. Lett. 36, 14, 2713 (2011).
- [13] E. Rubiola et F. Vernotte, IEEE Trans. Microw. Theo. Tech. 71, 7, 2996 (2023).

Oscillateur opto-électronique intégrant une cavité ULE asservie par « tilt-locking ».

Brian Siquin^{1,2}, Marc Vallet^{1*}, Ludovic Frein¹, Clara Artur¹, Marco Romanelli¹, Mehdi Alouini¹

1. Université de Rennes, CNRS, Institut FOTON - UMR 6082, F-35000 Rennes, France

2. Max-Born Institute for Nonlinear Optics and Short Pulse Spectroscopy, Max-Born Straße 2A, 12489 Berlin,

*marc.vallet@univ-rennes.fr

Les oscillateurs opto-électroniques (OEO) génèrent des ondes de très grande pureté spectrale dans le domaine radiofréquence (RF), typiquement [1 ; 300] GHz. Cette pureté est liée au facteur de qualité de l'oscillateur, égal à $Q = \pi f_0 \tau$, où f_0 est la fréquence RF de l'oscillateur et τ le temps de stockage de l'onde dans la ligne à retard. Habituellement, τ correspond au temps de parcours dans une bobine de fibre optique kilométrique [1]. Cependant, l'utilisation de fibres optiques comme ligne à retard conduit à des résonances très proches espacés de $1/\tau$ (de l'ordre de qq dizaines de kHz). Pour s'affranchir des remontées de bruits associées à des modes non-oscillants, il est alors nécessaire d'utiliser des filtres RF très étroits ainsi qu'un filtrage interférométrique opto-RF [2]. Notons que ces bobines relativement encombrantes limitent également les possibilités d'intégration des OEO.

Une alternative est de remplacer la bobine fibrée de l'OEO par une cavité Fabry-Perot vide de très grande finesse (pour maximiser τ), cette cavité constituant un filtre photonique associant les deux fonctions de retard et de filtre RF [3]. De plus, dans ce cas, f_0 ne présente plus les dérives induites par les variations thermiques ou acoustiques d'indice dans les fibres. Par contre, il est nécessaire de verrouiller la fréquence ν_L du laser d'injection sur une résonance de la cavité au moyen d'une contre-réaction opto-électronique. La méthode généralement utilisée est la technique de Pound-Drever-Hall (PDH) qui implique une électronique rapide et l'ajout d'un modulateur de phase. Or, il existe une autre technique beaucoup moins courante, la méthode de « tilt-locking » (TL) [4], qui permet de s'affranchir de cette électronique et du modulateur. Dans ce contexte, nous présentons ici la preuve de concept d'une architecture d'OEO incluant à la fois une cavité ultrastable de grande finesse (ULE) et un asservissement TL (Fig. 1).

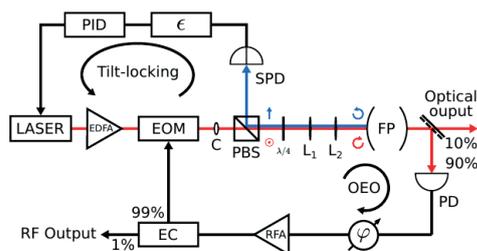


Fig. 1 : Schéma de principe.

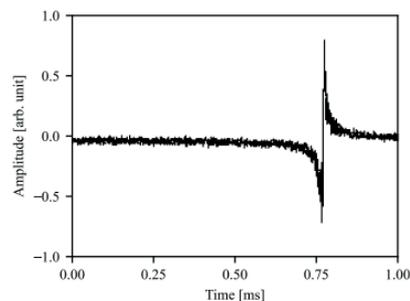


Fig. 2 : Amplitude du signal d'erreur lorsque ν_L varie autour d'une résonance.

La cavité en ULE utilisée présente un intervalle spectral libre de 5,9 GHz et une finesse de 160000. Elle est injectée par une diode laser à cavité étendue (RIO Planex) amplifiée. Une boucle opto-RF, de longueur $L=20$ m, constituée d'une photodiode rapide PD, d'un déphaseur réglable, d'un amplificateur RF et d'un modulateur d'intensité EOM conduit à une oscillation monofréquence à 5,9 GHz lorsque ν_L est verrouillée sur une fréquence de résonance.

L'asservissement TL consiste à faire interférer sur une photodiode segmentée en deux cadrans (SPD) les réflexions du mode résonant TEM_{00} et du mode non-résonant TEM_{01} , chaque cadran de la photodiode détectant un lobe du mode TEM_{01} [3]. Le signal d'erreur ϵ est alors obtenu par soustraction des deux photocourants (Fig.2) et la correction par rétroaction PID sur le courant de la diode laser.

Malgré des perturbations extérieures significatives dues à un montage sur table ne bénéficiant d'aucune isolation thermique ni phonique, la fréquence de la diode laser reste à résonance pendant plusieurs heures, validant l'intérêt d'utiliser dans ce contexte la méthode TL.

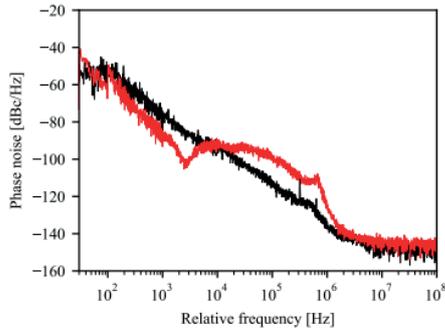


Fig. 3 : Bruit de phase de f_0 . PID optimisé pour limiter le bruit i) haute-fréquence (noir), ii) basse fréquence (rouge).

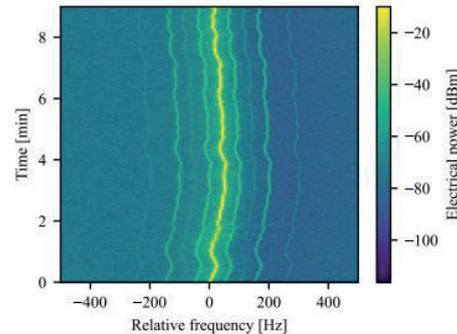


Fig. 4 : Spectrogramme du signal RF.

Le bruit de phase associé à f_0 est représenté sur la Fig. 3. Comme attendu par l'utilisation d'un filtre photonique, il ne présente pas de pics aux fréquences multiple de $c/L = 15$ MHz. Par contre, le bruit de phase dépend des paramètres PID de la boucle. Concernant les dérives long-terme, elles sont inférieures à $4 \text{ Hz}\cdot\text{s}^{-1}$ (Fig. 4). Nous mesurons une déviation d'Allan de $3 \cdot 10^{-10}$ à 1 s [5]. L'utilisation du TL abouti donc à des performances similaires à celles obtenues avec PDH en termes de stabilité long-terme [3,6]. Différents tests sont en cours sur le montage pour étudier quantitativement l'influence du réglage du PID sur le bruit de phase. A terme, le TL pourrait permettre l'intégration d'un OEO performant et compact en évitant l'utilisation de fibre optique et en tirant parti des mini-cavité ULE maintenant disponibles [7].

Remerciements :

Ce projet a bénéficié du soutien financier de l'Agence Nationale de la Recherche (22-PEEL-0008 (PEPR Électronique - OROR)), et de la Région Bretagne, FEDER et Rennes Métropole dans le cadre du CPER PhotBreizh.

Références :

- [1] X. Yao and L. Maleki, "Optoelectronic oscillator for photonic systems," *IEEE Journal of Quantum Electronics* 32(7), 1141 (1996).
- [2] O. Lelievre, V. Crozatier, P. Berger, G. Bailli, O. Llopis, D. Dolfi, P. Nouchi, F. Goldfarb, F. Bretenaker, L. Morvan, and G. Pillet, "A model for designing ultralow noise single- and dual-loop 10-GHz optoelectronic oscillators," *J. Lightwave Technol.* 35(20), p.4366 (2017).
- [3] M. Bagnell, J. Davila-Rodriguez, and P. J. Delfyett, "Millimeter-wave generation in an optoelectronic oscillator using an ultrahigh finesse etalon as a photonic filter," *J. Lightwave Technol.* 32(6), p.1063 (2014).
- [4] N. Chhabra, A. R. Wade, E. Rose Rees, A. J. Sutton, A. Stochino, R. L. Ward, D. A. Shaddock, and K. McKenzie, "High stability laser locking to an optical cavity using tilt locking," *Opt. Lett.* 46(13), p.3199 (2021). And refs. in.
- [5] B. Siquin, M. Vallet, M. Romanelli, and M. Alouini, "Optoelectronic Oscillator combining a high-finesse cavity and tilt-locking stabilization", *IEEE Photon. Technol. Lett.* 37(6), p.321 (2025).
- [6] P. Merrer, K. Saleh, O. Llopis, S. Berneschi, F. Cosi, and G. Nunzi Conti, "Characterization technique of optical whispering gallery mode resonators in the microwave frequency domain for optoelectronic oscillators", *Appl. Opt.* 51(20), p.4742 (2012).
- [7] Y. Liu *et al.*, "Low-noise microwave generation with an air-gap optical reference cavity," *APL Photonics* 9(1), p. 010806 (2024).

Estimation du couplage de mode dans un spin-VECSEL pour le basculement de polarisation

Quentin LE MIGNON^{1,2}, Ghaya BAILI², Daniel DOLFI², Sophie BOUCHOULE³, Marco ROMANELLI¹, Mehdi ALOUINI¹

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

² Thales Research and Technology, 1 av. Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau Cedex, France

³ Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, C2N UMR 9001 CNRS, Université Paris-Saclay, 91120 Palaiseau, France

quentin.le-mignon.1@univ-rennes.fr

1. INTRODUCTION

Les avancées récentes de la spintronique permettent l'émergence de nouveaux dispositifs tels que les spin-LEDs et les spin-lasers, c'est-à-dire des émetteurs dont la polarisation, circulaire, est contrôlée par l'état de spin des électrons injectés. Le transfert de l'information de spin électronique à la polarisation de la lumière ouvre la voie à de nouvelles applications prometteuses telle que la mise en place de nouveaux formats de modulation avec des bandes passantes accrues allant jusqu'à 200 GHz [1]. Ce contrôle de la polarisation permet également d'envisager l'intégration des spin-lasers dans des dispositifs d'antennes RF pour effectuer de la mise en forme de faisceaux RF par voie optique [2]. La principale limitation identifiée est la faible cohérence du spin électronique dans la zone active. Or, une analyse vectorielle d'un spin-VCSEL montre qu'une valeur de la constante de couplage non linéaire de Lamb, C , proche de 1 permettrait de nous libérer des contraintes liées à la faible cohérence du spin électronique dans la zone active [3]. Nous présentons ici une architecture de cavité laser permettant d'estimer C pour des états propres de polarisation circulaires dans un $\frac{1}{2}$ -VCSEL, architecture adaptée au développement de spin-lasers.

2. ESTIMATION DE LA CONSTANTE DE COUPLAGE NON LINEAIRE DE LAMB

La constante de couplage non linéaire, C , est donnée par le produit des coefficients de saturation croisés sur le produit des coefficients d'auto-saturation du gain. L'oscillation simultanée des deux modes est possible lorsque C est inférieure à 1. Plus C est proche de 1, plus le déséquilibre d'injection de spin électronique nécessaire pour observer le basculement d'un mode de polarisation à un autre est faible. Enfin, lorsque C est supérieure à 1, le laser est bi-stable menant à un cycle d'hystérésis.

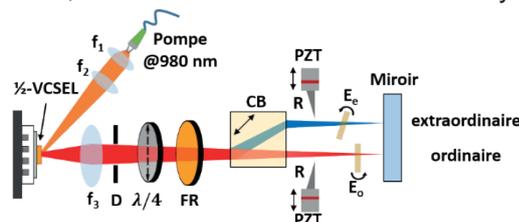
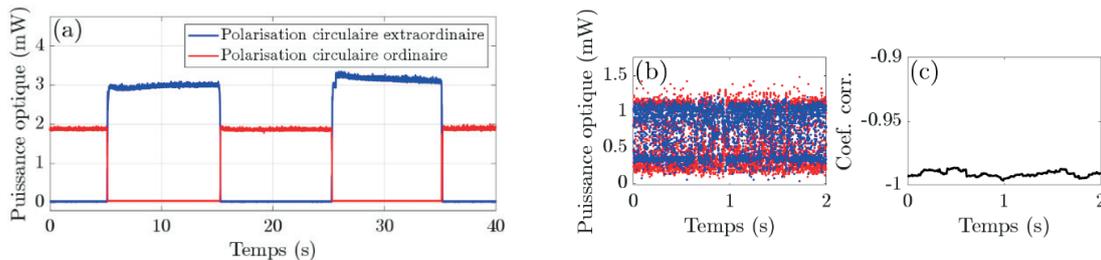


Figure 1. Architecture de la cavité laser pour l'estimation de la constante de couplage pour des états de polarisations circulaires. $f_1 = 6.4$ mm, $f_2 = 50$ mm, $f_3 = 20$ mm, D : diaphragme, $\lambda/4$: lame quart d'onde, FR : rotateur Faraday, CB : cristal biréfringent, R : lame rasoir, PZT : piézo-actuateur, E : étalon.

Dans un spin-laser, les états propres de polarisation sont circulaires. Or, la constante de couplage a été mesurée dans de nombreux types de lasers pour des états propres de polarisation linéaires [4], mais jamais pour des états de polarisation circulaires. Pour ce faire, nous avons développé le dispositif expérimental illustré dans la Fig. 1. La structure semi-conductrice est pompée optiquement par une diode fibrée à 980 nm. Un cristal biréfringent d' YVO_4 de 10 mm d'épaisseur, coupé à 45° de son axe optique, est placé dans la cavité afin d'obtenir entre les deux modes propres de polarisation une séparation spatiale, du côté du miroir de sortie, de 1 mm. Deux lames de rasoir sont montées sur deux piézo-actuateurs afin d'appliquer des pertes diffractives de façon indépendante sur chacun des modes. On utilise le formalisme de Jones généralisé $[4 \times 4]$ couplé à la condition de résonance du champ [5]

pour obtenir des modes propres de polarisations circulaires croisées superposés dans le milieu actif et de polarisations linéaires séparés spatialement dans le reste de la cavité. Nous montrons que la cavité doit inclure une lame quart d'onde, dont l'axe rapide est aligné selon l'axe de polarisation extraordinaire de l'YVO₄, suivie d'un rotateur de Faraday induisant une rotation de 45° de la polarisation.

Figure 2 : (a) Puissance optique du mode extraordinaire (bleu) et ordinaire (rouge) lorsque des pertes



diffractives sont appliquées au mode propre ordinaire. (b) Alternance rapide entre les deux modes de polarisations au cours du temps quand les pertes sont équilibrées. (c) Fonction de corrélation associée aux traces temporelles de (b).

Lorsqu'aucune perte diffractive n'est appliquée, seule l'oscillation de la polarisation ordinaire est observée. En appliquant des pertes uniquement sur ce mode ordinaire, le laser bascule sur le mode de polarisation extraordinaire. En diminuant ces pertes, le laser oscille de nouveau sur la polarisation ordinaire, comme illustré sur la Fig. 2(a). Quand les pertes sont précautionneusement ajustées de façon à essayer d'observer une oscillation simultanée des deux modes, nous observons un basculement erratique, comme l'illustre la Fig. 2(b). La fonction de corrélation entre les deux traces de la Fig. 2(b) est proche de -1 comme le montre la Fig. 2(c). Cela confirme que les intensités des deux modes évoluent en opposition de phase.

Ainsi, comme aucune oscillation simultanée n'est observée, $C \geq 1$. Il est important de mentionner que le basculement d'un mode propre à l'autre s'effectue pour la même position de la lame de rasoir dans la cavité. Ainsi, aucun cycle d'hystérésis n'a pu être observé indiquant que C est proche de 1. De plus, les résultats de la référence [6] montrent qu'il est difficile d'observer un cycle d'hystérésis pour une constante de couplage inférieure à 1,2. Ainsi, eu égard à nos imperfections expérimentales, on peut raisonnablement penser que $1 \leq C \leq 1,2$ pour des polarisations circulaires [7].

Ces résultats sont très prometteurs pour le développement de spin-lasers injectés électriquement à température ambiante. En effet, si C avait été largement inférieur ou supérieur à 1, un déséquilibre de spin important aurait été nécessaire. Dans le cas où $C = 1$ un déséquilibre de spin infinitésimal est suffisant pour obtenir un basculement de polarisations pourvu que toutes les biréfringences résiduelles dans le laser aient été parfaitement compensées [8].

Références :

- [1] M. Lindemann et al, Nature **568**, 212–215 (2019)
- [2] L. Pastur et al, Appl. Opt. **38**, 3105-3111 (1999)
- [3] M. Alouini et al, Opt. Express **26**, 6739-6757 (2018).
- [4] G. Brévalle et al, Opt. Express **27**, 21083-21091 (2019).
- [5] F. Bretenaker and A. Le Floch, J. Opt. Soc. Am. B **8**, 230 (1991).
- [6] P. Langot et al, Optics Communications **148**, 270–274 (1998).
- [7] Q. Le Mignon et al, Opt. Lett **49**, 6964-6967 (2024).
- [8] A. Joly et al, Opt. Lett. **42**, 651-654 (2017).

Étude de cavité laser hybride émettant autour de 965nm pour la génération de peigne de fréquences

Mayssa DAMMAK^{1,3}, Sylvain BOUST¹, Quentin WILMART², Jonathan FAUGIER-TOVAR², Sylvain GUERBER², Antoine ELIAS¹, Olivier PARILLAUD¹, Eva IZQUIERDO¹, Guillaume DACCORD¹, Michel GARCIA¹, Michel KRAKOWSKI¹, Olivier GAUTHIER-LAFAYE³, François DUPORT¹

¹ III V Lab, GIE entre Thales Research and Technology, Nokia et CEA LETI, 91767 Palaiseau Cedex

² Univ. Grenoble Alpes, CEA, LETI, 38000 Grenoble, France

³ LAAS-CNRS, Université de Toulouse, CNRS, 31400 Toulouse

Les lasers à verrouillage de mode jouent un rôle clé dans des domaines tels que la détection, la métrologie et les systèmes radiofréquence photoniques, où leur stabilité spectrale permet une génération de signaux RF de haute pureté. Dans ce cadre, les lasers hybrides à cavité étendue, combinant une puce InP et une puce en nitrure de silicium (SiN), constituent une solution performante adaptée aux exigences de ces applications autour de 1550 nm [1]. Cependant, l'exploration de nouvelles longueurs d'onde est intéressante pour par exemple bénéficier de la moindre sensibilité thermique à plus courte longueur d'onde. C'est dans cette perspective que nous proposons l'étude des composants fondamentaux d'une cavité étendue hybride émettant autour de 965 nm, basée sur l'aboutement d'une puce GaAs et d'une puce SiN.

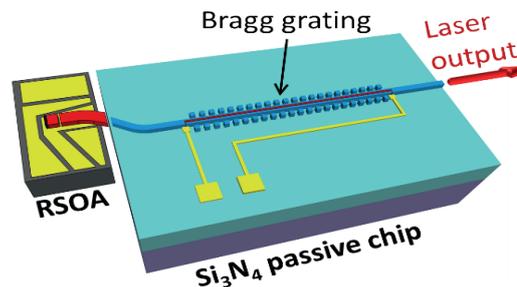


Figure 1 Structure d'un laser hybride

La Figure 1 représente la cavité laser développée. Il s'agit d'une architecture hybride combinant un amplificateur optique à semi-conducteurs (RSOA) abouté à un réflecteur de Bragg (Distributed Bragg Reflector ou encore DBR) intégré sur une plateforme en nitrure de silicium. Cette configuration permet d'avoir des lasers à faibles intervalle spectral libre (ISL) pour des activités de type RADAR ou LIDAR et assure la haute sélectivité des modes optiques. Nous présentons les mesures associées à chaque brique de la cavité (RSOA et DBR).

Les amplificateurs optiques à semi-conducteurs réfléchissants (RSOA) sont constitués d'une hétérostructure sur un substrat de GaAs, contenant un puits quantique en GaInAs intégrée dans une grande cavité optique (LOC, pour *Large Optical Cavity*). La particularité de ces composants réside dans l'absence d'aluminium dans la zone active, ce qui contribue à une fiabilité accrue de la structure [2]. Le tableau 1 présente les mesures de gain à différents courants et puissances d'entrée. Les mesures de gain tiennent compte des pertes de couplage estimées à environ 4,5 dB. Par ailleurs, aucun phénomène de saturation n'a été observé pour des puissances d'entrée comprises entre -25dBm et -15dBm. Les limitations du banc de test, telles que les rétroactions induisant une émission laser non souhaitée, ne nous ont pas permis d'effectuer des mesures à des courants plus élevés. Des améliorations sont prévues afin de permettre des mesures de gain à des courants plus élevés.

Courant (mA)	Puissance(dBm)		
	-25	-20	-15
50	-5.67	-5.56	-5.54
75	2.87	2.92	2.86
100	8.54	8.63	8.61
120	13.23	13.15	12.91

Tableau 1 Récapitulatif des mesures de gain d'un RSOA de largeur de ruban de $3\mu\text{m}$

La Figure 2 a.) présente une mesure de réflectivité d'un réseau de Bragg (DBR) qui sert de miroir dans la cavité laser. La particularité de ces miroirs est la sélectivité par rapport à la longueur d'onde. Les guides intégrés sont issus de la plateforme du CEA-LETI. Ils sont réalisés en nitrure de silicium de 300 nm d'épaisseur et de 600 nm de large, sur un substrat de silicium en utilisant une lithographie électronique [3]. La mesure de la réflectivité est réalisée en injectant un laser accordable sur un large spectre dans le composant passif et en mesurant le signal réfléchi par le biais d'une photodiode.

La Figure 2b.) présente le spectre obtenu en aboutant un RSOA polarisé à 300mA avec le DBR présenté. Le signal optique émis est centré autour de la longueur d'onde de Bragg. Cette mesure préliminaire montre une émission multimode, mais reste à compléter par d'autres mesures afin de vérifier si le verrouillage des modes a bien lieu dans la cavité laser. En effet la résolution de 70 pm de l'analyseur de spectre optique utilisé ne permet pas de résoudre l'intervalle spectral libre (ISL) de la cavité laser. La cavité étant conçue pour avoir un ISL d'environ 10 GHz soit 58pm, qui est inférieur à la résolution de l'analyseur de spectre.

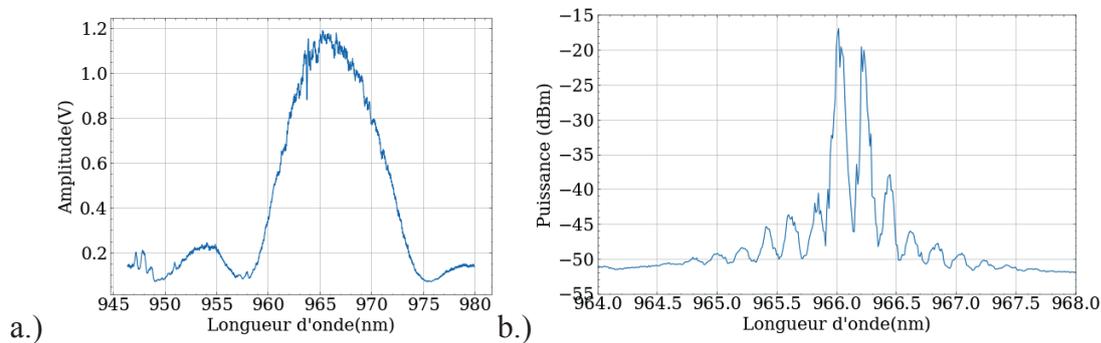


Figure 2 A gauche un spectre de réflexion du DBR utilisé et à droite un spectre d'hybridation

Remerciements

Les auteurs remercient l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) pour son support dans le contexte du projet ORCHID ANR-21-CE24-0018.

Références :

- [1] Tran, M. A., Huang, D., & Bowers, J. E. (2019). Tutorial on narrow linewidth tunable semiconductor lasers using Si/III-V heterogeneous integration. *APL photonics*, 4(11)
- [2] R. Mostallino, M. Garcia, Y. Deshayes, A. Larrue, Y. Robert, E. Vinet, L. Bechou, M. Lecomte, O. Parillaud, and M. Krakowski "Thermal investigation on high power dfb broad area lasers at 975 nm, with 60% efficiency", *Proc. SPIE 9733, High-Power Diode Laser Technology and Applications XIV*, 97330S (4 March 2016); <https://doi.org/10.1117/12.2212984>
- [3] Nicola A. Tyler, Daivid Fowler, Stephane Malhouitre, Stephanie Garcia, Philippe Grosse, Wilfried Rabaud, and Bertrand Szelag, "SiN integrated optical phased arrays for two-dimensional beam steering at a single near-infrared wavelength," *Opt. Express* 27, 5851-5858 (2019)

Générateur bifréquence bipolarisation par injection optique pour une horloge Cs CPT

Tristan BARTHELEMY¹, François GUTTY¹, Ghaya BAILI¹, Loic MORVAN¹,
Daniel DOLFI¹, Caroline CHAMPENOIS²

¹THALES RESEARCH & TECHNOLOGY, 1 Av. Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau, France

²Aix-Marseille University, CNRS, PIIM, 13397, Marseille, France

L'évolution constante des technologies de l'information et de la communication nécessite le développement de références de fréquence et de temps à la fois performantes et compactes [1]. Dans ce contexte, les horloges atomiques basées sur le piégeage cohérent des populations (CPT), constituent une solution potentielle compacte (i.e. de volume inférieur à 10 L) permettant d'atteindre une stabilité relative de fréquence de quelques 10^{-13} à 1 s et jusqu'à quelques 10^{-15} à 10 000 s [2]. Le principe physique d'une interrogation CPT repose sur un générateur optique délivrant deux fréquences optiques cohérentes entre elles avec un écart de fréquences correspondant à une transition atomique micro-onde, une cellule de vapeur d'atomes de Cs ou de Rb et des dispositifs électro-optiques préparant l'interrogation optique de la transition d'horloge. Les meilleures performances sont obtenues lorsque les deux fréquences optiques sont portées par des polarisations croisées (bipolarisation) [3]&[4]. La stabilité à 1 s d'une telle horloge est limitée par le bruit d'intensité relatif (RIN) du laser et par le bruit de phase radiofréquence (RF) porté optiquement. Plusieurs approches ont été rapportées dans l'état de l'art pour la mise en œuvre d'un générateur bifréquence bipolarisation avec un RIN et un bruit de phase de qualité métrologiques. Notamment, nous citons l'architecture de la référence [4] basée sur une liaison à modulation externe en suppression de porteuse. Cette dernière nécessite la mise en œuvre d'un orthogonaliseur de polarisation ce pouvant apporter des instabilités de polarisation et un manque de robustesse sur le long terme. Ici, nous proposons une architecture alternative d'un générateur bifréquence bipolarisation reposant sur l'utilisation de lasers DFB (Distributed Feedback Bragg) du commerce, verrouillés en phase par injection optique puis croisés en polarisation.

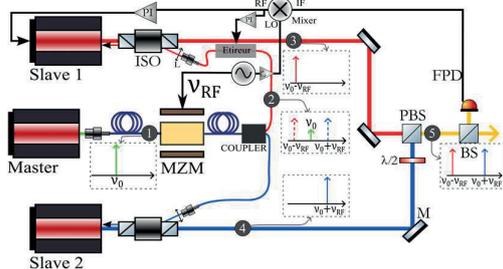


Figure 1a. Schéma de principe du générateur bifréquence bipolarisation par injection optique et plans de fréquence

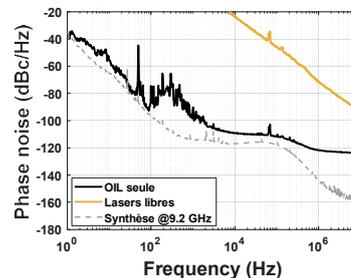


Figure 1b. Spectres du bruit de phase RF à 9,2 GHz porté optiquement sans et avec injection optique et celui de la synthèse RF

Le générateur bifréquence bipolarisation proposé repose sur l'utilisation d'une architecture dite Maître/Esclave où la phase instantanée des lasers esclaves est verrouillée sur celle du laser maître par injection optique. Afin de contourner les limitations identifiées antérieurement dues au retard optique entre la voie d'injection et le laser Maître (M), nous avons choisi de considérer deux lasers esclaves injectés mutuellement par le même laser M avec un retard équilibré entre les deux voies d'injection. Les lasers utilisés sont des DFB fonctionnant autour de la raie D2 du Cs, délivrant une puissance optique supérieure à 50 mW et présentant une largeur spectrale de l'ordre de quelques MHz. Le laser M est d'abord modulé en externe grâce à un modulateur de type Mach-Zehnder (MZM) fibré. La fréquence de modulation RF est égale à la moitié de la fréquence d'horloge, i.e. 4,6 GHz pour le Cs. En sortie du MZM, le faisceau comporte ainsi deux composantes spectrales séparées de la fréquence d'horloge de 9,2 GHz. Puis un coupleur 1x2 fibré est installé et chaque sortie est injectée en espace libre dans un laser esclave par le cube séparateur de polarisation d'un isolateur optique (ISO). Les points de fonctionnement des deux lasers esclaves sont initialement ajustés pour que chacun émette naturellement proche de la fréquence d'intérêt (voir figure 1 a)). Lorsque chaque désaccord optique est

de l'ordre de quelques dizaines de MHz, l'OIL permet de verrouiller en phase chaque laser esclave sur le laser M (voir bruit de phase en figure 1b)). En sortie des deux lasers esclaves, un cube séparateur de polarisation (PBS) et une lame d'onde ($\lambda/2$) permettent de combiner leurs faisceaux en les croisant en polarisation. Les axes de polarisations sont stables car fixés par le PBS. La cohérence de phase entre les deux lasers esclaves est quantifiée en mesurant le bruit de phase RF à 9,2 GHz du battement entre les deux lasers sur une photodiode rapide (FPD) après prélèvement via un cube séparateur (BS).

En pratique, l'optimisation du bruit de phase RF à 9,2 GHz est obtenue pour un taux d'injection de l'ordre de -35 dB sur chaque laser. Une mesure du bruit de phase RF est illustrée par la figure 1b ainsi qu'une comparaison avec bruit de phase du synthétiseur RF à 9,2 GHz et celui issu des deux lasers esclaves libres. L'OIL permet une réduction drastique du bruit de phase RF à 9,2 GHz, allant jusqu'à 100 dB à 10 kHz de fréquence d'offset de la porteuse. Aux fréquences d'offset entre 100 Hz et 1 kHz, nous mesurons du bruit en excès dû aux instabilités mécaniques du montage expérimental.

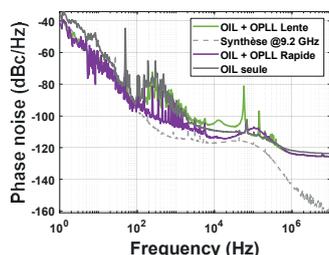


Figure 2a : Spectre de bruit de phase RF porté optiquement avec OPLL lente ou rapide en comparaison avec l'OIL et la synthèse RF

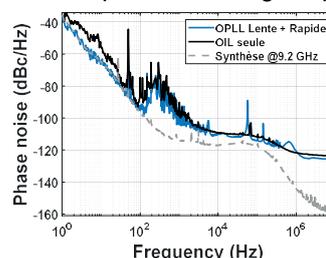


Figure 2b : Spectre de bruit de phase RF porté optiquement avec les deux OPLLs en comparaison avec la synthèse RF

Afin de reproduire le bruit de phase de la synthèse RF, deux OPLLs sont mises en œuvre. La première OPLL dite « boucle rapide », corrige les variations de phase rapides mais de faible amplitude via le courant du laser esclave 1 (Figure 2a). Cette dernière permet de se rapprocher de la synthèse RF mais est difficile à maintenir en fonctionnement dû à des instabilités thermiques et mécaniques du montage. Une deuxième OPLL dite « boucle lente », utilisant un étireur à piézoélectrique fibré placé sur l'une des voies d'injection, est ajoutée pour corriger les dérives de phase avec une amplitude de plusieurs π . La boucle lente, (Figure 2a), est efficace en basse fréquence mais dégrade le bruit d'une dizaine de dB entre 1 kHz et 40 kHz en raison des amplificateurs haute-tension (HT) utilisés. Le pic à 55 kHz correspond à la fréquence de résonance du dispositif étireur piézoélectrique. Ces bruits se retrouvent dans l'association des deux OPLLs, représentée en figure 2b, qui ne permet donc pas de reproduire totalement le bruit de phase de la synthèse, en raison du recouvrement des bandes-passantes des deux OPLLs et du bruit en excès identifié. L'OPLL rapide permet toutefois de réduire légèrement le bruit de phase aux fréquences d'offset entre 1 kHz et 50 kHz de (Figure 2b) même si son efficacité est limitée par le bruit technique ajouté par la boucle lente.

Nous avons présenté un générateur bifréquence bipolarisation par injection optique basé sur une architecture utilisant un laser un maître et deux lasers esclaves de type DFB. L'originalité de celle-ci permet de s'affranchir d'une ligne à retard entre la voie d'injection et le laser injecté. L'OPLL rapide est efficace seule mais décroche après quelques secondes. L'OPLL lente permet de corriger les dérives de phase de fortes amplitudes et ainsi de maintenir en fonctionnement l'OPLL rapide. L'électronique HT dégrade le bruit de phase RF au-delà de 1 kHz. Plusieurs axes d'améliorations ont été identifiés : une stabilisation du montage mécanique pour réduire les bruits techniques et une optimisation des correcteurs électroniques pour découpler les bandes passantes des deux OPLLs et réduire leurs bruits additifs. Ensuite, une étude de l'impact de l'injection optique sur le bruit d'intensité relatif sera réalisée.

Références :

- [1] B. L. S. Marlow et Al. Trans. Ultrason. Fer. elec. Freq. Control, vol. 68, no 6, p. 2007-2022, 2021
- [2] M. Abdel Hafiz, Thèse, Université Bourgogne Franche-Comté, 2017
- [3] F. Tricot, Thèse, SYRTE, 2018
- [4] M. Abdel Hafiz et Al. J. Appl. Phys., vol. 118, no 12, p. 124903, 2015

Stabilité et référencement du SNPO sur une cavité ULE

Elisa Jarry^{1,*}, Pierre Brochard², Marc Vallet¹, Mehdi Alouini¹

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

² SilentSys, 10 Rue Xavier Bichat, 72000 Le Mans, France

*elisa.jarry@univ-rennes.fr

Le SNPO ("Self-Narrowing photonic oscillator") est un oscillateur photonique basé sur une nouvelle architecture de rétro-injection Brillouin décalée en fréquence qui lui confère une très grande finesse spectrale sans aucun asservissement électronique [1]. Cet oscillateur présente en outre l'avantage d'avoir un bruit d'intensité à la limite quantique et une dérive de fréquence faible en fonctionnement libre. Il peut par conséquent être mis en œuvre dans une multitude d'applications où la cohérence du signal est un paramètre-clé. On peut par exemple citer les capteurs interférométriques distribués, la génération de battements pour l'optique hyperfréquence, la manipulation d'atomes, la mesure des constantes fondamentales et l'optique cohérente de manière générale. La métrologie temps-fréquence qui requiert une stabilité long-terme et une exactitude de la fréquence fait partie des applications potentielles du SNPO. Dans ce domaine, les références de fréquence sont obtenues à partir de transitions atomiques et/ou moléculaires dont l'exactitude est reportée à d'autres fréquences à l'aide de peignes de fréquence auto-référencés et/ou de cavités ULEs ("Ultra Low Expansion cavity") [2]. L'utilisation de ce type de cavité pour référencer un SNPO est donc un prérequis à son utilisation future dans les systèmes de métrologie temps-fréquence.

Les premières caractérisations de stabilité de fréquence du SNPO ont été réalisées en comparant deux SNPOs indépendants par mesure de leur fréquence de battement. Cependant, une telle mesure ne permet pas de s'affranchir du bruit commun aux deux lasers, c'est-à-dire de leur dérive commune sur le long terme [3]. Par ailleurs, la possibilité d'asservir un SNPO sur une cavité ULE reste à démontrer.

L'architecture du SNPO est rappelée sur la Fig.1. Une diode laser DFB ("distributed feed-back") est amplifiée au moyen d'un EDFA puis utilisé pour pomper un résonateur Brillouin non réciproque long de 100 m. Une onde Stokes contra-propageante y est générée par diffusion Brillouin stimulée. Cette onde possède par construction les propriétés de finesse spectrale que lui impose le résonateur. L'onde Stokes étant décalée de la fréquence Brillouin, un modulateur de phase commandé à la fréquence Brillouin permet de générer une bande latérale qui coïncide avec la fréquence moyenne du DFB. Cette bande latérale est ensuite réinjectée optiquement dans le DFB, permettant, d'une part, de le stabiliser et, d'autre part, de l'affiner spectralement. Le DFB jouant le rôle de pompe pour l'effet Brillouin, un effet en cascade vertueux permet au DFB d'acquérir la finesse spectrale de l'onde Stokes comme illustré sur le spectre d'autocorrélation de la Fig.3(a).

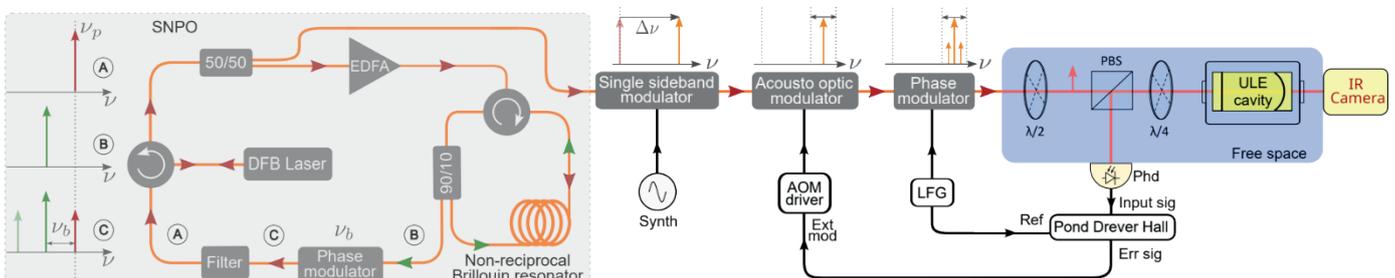


Figure 1. Montage expérimental d'asservissement d'un SNPO sur une cavité ULE. EDFA : Erbium doped fiber amplifier, LFG : Low frequency generator.

Ce laser est ensuite asservi sur la résonance d'une cavité ULE de finesse 75000 placée sous-vide. Cette cavité possède un intervalle spectral libre (ISL) de 1,5 GHz et une largeur de résonance à mi-hauteur de 20 kHz ($Q = 10^{10}$). Pour des raisons de praticité, nous utilisons un modulateur à bande latérale unique afin de disposer, à partir du SNPO, d'une raie accordable précisément (au Hz) et sur

tout l'ISL de la cavité ULE sans avoir à intervenir sur le SNPO. On pourra aisément s'affranchir de ce modulateur en contrôlant précisément la température du résonateur Brillouin implanté dans le SNPO (voir réf. [2]).

Comme illustré sur la Fig.2, le laser possède en fonctionnement libre une excellente stabilité fréquentielle. En effet, celui-ci dérive suffisamment lentement pour pouvoir l'observer, la fréquence laser parcourant une résonance de la cavité ULE en une dizaine de secondes. Cette première observation permet d'estimer la dérive fréquentielle à une dizaine de kHz par seconde.

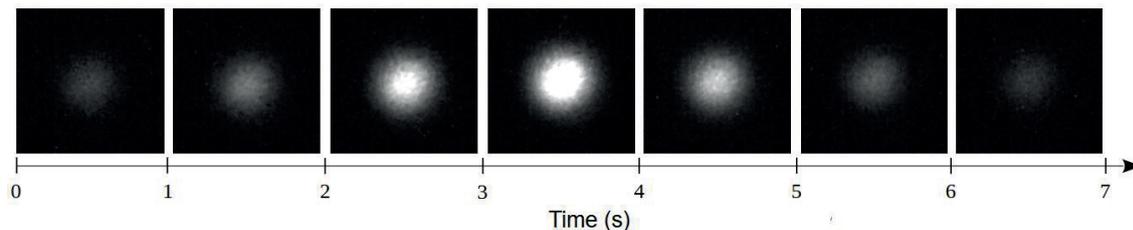


Figure 2. Image du mode TEM00 en sortie de la cavité au cours du temps lorsque le laser est en évolution libre.

Afin de maintenir cette fréquence sur une résonance de la cavité ULE, nous mettons en œuvre un asservissement Pound-Drever-Hall. Les bandes latérales à 17 kHz sont générées à l'aide d'un modulateur de phase. L'onde réfléchiée par la cavité est démodulée et le signal de correction envoyé sur le modulateur acousto-optique placé devant le modulateur de phase.

Une fois la boucle fermée, le signal de correction nous permet de déterminer très précisément la dérive fréquentielle du SNPO. Comme illustré sur la Fig.3(b), une dérive de 1,18 MHz est mesurée sur 7,5 min, soit une dérive de 2,6 kHz/s.

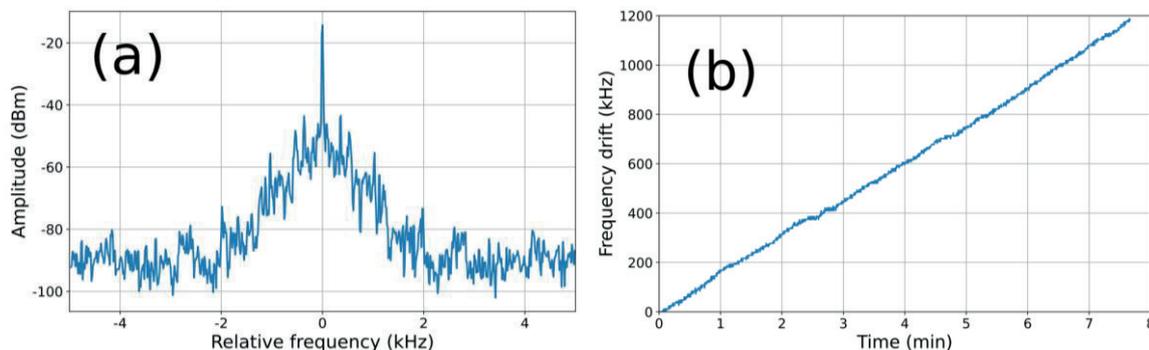


Figure 3. (a) Spectre auto-hétérodyne du SNPO. (b) Dérive en fréquence du SNPO estimée à partir du signal de correction du Pound-Drever-Hall.

Au-delà de la mesure de dérive à proprement parler qui corrobore nos premières mesures entre deux SNPOs indépendants ainsi que celles en cours de réalisation au LPL par comparaison au signal Refimeve, ces résultats montrent que l'asservissement d'un SNPO sur une cavité ULE ne présente aucune difficulté particulière. Mieux, la lenteur des dérives observée nous laisse à penser qu'une contre-réaction directe sur la température devrait être suffisante dans ce cas de figure.

Références :

- [1] M. Alouini, G. Danion, and M. Vallet, "Spectral narrowing module, refined spectral line device and method therefor," Patent FR1655456 (2016), WO2017216459A1 (2017).
- [2] E.R. Rees, A.R. Wade, A.J. Sutton, R.E. Spero, D.A. Shaddock, and K. Mckenzie, "Absolute frequency readout derived from ULE cavity for next generation geodesy missions," *Opt. Express* 29, 26014-26027 (2021).
- [3] M. Alouini, G. Danion, and M. Vallet, "Self-linewidth-narrowing photonic oscillator," *Opt. Express* 33, 1021-1033 (2025).

Laser DBR en InP-LNOI rapidement accordable à 1550nm

Sara Bassil^{1,2}, S. Boust¹, C. Calo¹, C. Gomez¹, A. Elias¹, O. Parillaud¹, C. Fortin¹, JF. Paret¹, A. Garreau¹, K. Mekhazni¹, H. Sattari³, I. Prieto Gonzalez³, H. Zarebidaki³, F. Dupont¹, F. Van Dijk¹, N. Courjal².

¹ III-V Lab, GIE entre Thales Research and Technology, Nokia et CEA LETI, 91767 Palaiseau, France

² Institut Femto ST, 25000 Besançon, France

³ Swiss Center for Electronics and Microtechnology (CSEM), Neuchatel, Switzerland

Contrôler l'accordabilité d'un laser et pouvoir régler avec précision sa fréquence d'émission permettent la construction de composants clés pour les applications allant du LiDAR FMCW (Frequency Modulated Continuous Wave) à la communication optique cohérente et à la génération de signaux RF largement accordables. L'intégration hybride de matériaux III-V avec des circuits de photoniques intégrés (PIC) à faibles pertes permettent la réalisation de lasers à cavité étendue démontrant une très haute pureté spectrale [1]. Par ailleurs, le niobate de lithium sur isolant (LNOI) apporte, grâce à l'effet Pockels (effet électro-optique, EO), une solution efficace pour la modulation de tels systèmes.

Ce papier présente la mise en place des briques de base nécessaires à la construction d'un laser rapidement accordable : l'hybridation et la modulation. Dans la structure hybride présentée ici, le milieu amplificateur à semi-conducteur du laser est un RSOA (Reflective Semiconductor Optical Amplifier) qui a subi un traitement hautement réfléchif sur sa facette arrière formant ainsi le premier miroir de la cavité. Le mode est couplé dans le réseau de Bragg en LNOI qui constitue le second miroir de la cavité du laser hybride. Pour contrôler la longueur d'onde d'émission du laser, nous avons conçu un réseau de Bragg en LNOI qui réfléchit autour de 1550nm.

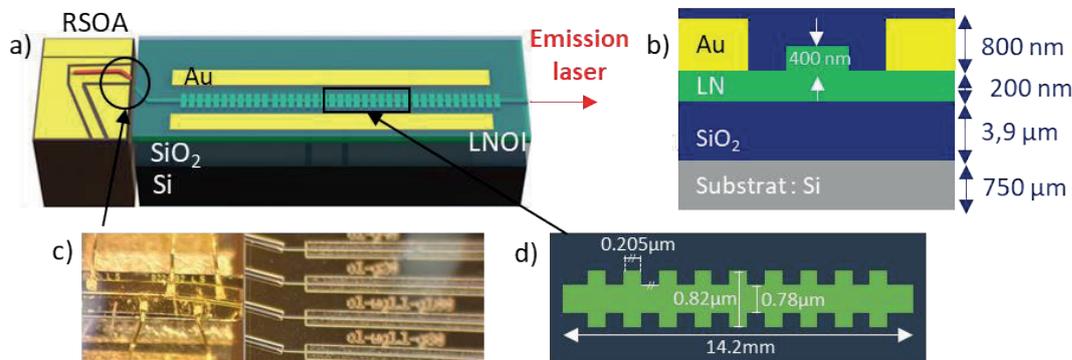


Figure 1. a) Schéma de la cavité du laser hybride b) Schéma de la coupe transversale de la structure c) Photo de l'aboutement par la tranche d) Détail de la structure du réseau de Bragg (vue de dessus).

I/ Réseau de Bragg en LNOI

La puce LNOI, fabriquée au CSEM, est constituée d'un guide d'onde en niobate de lithium (LN) (Figure 1.b) dont la corrugation (Figure 1.d) forme un réseau de Bragg. L'objectif est de réaliser un réseau de Bragg avec la corrugation la plus faible possible (tout en restant fabricable) pour obtenir le réseau le plus fin possible pour ne sélectionner qu'un seul mode de la cavité et réaliser un laser monomode. La période du réseau de Bragg est de $0.410\mu\text{m}$ pour fixer la réflexion autour de 1550 nm. Ici, nous mesurons la transmission et la réflexion du laser (Figure 2) à l'aide d'un analyseur de spectre optique. La plus faible corrugation qu'on ait pu fabriquer nous permet de réaliser un réseau dont la largeur à mi-hauteur est de 2.8nm. Le réseau de Bragg émet autour de 1545nm, le décalage de la longueur d'émission du Bragg par rapport à la longueur d'onde simulée est attribué aux variations de la fabrication. L'accordabilité du réseau de Bragg grâce à l'effet électro-optique du LNOI a été testé (Figure 2.b). On observe un décalage de 0.25nm pour une tension appliquée de 10V soit une efficacité d'accordabilité de 3.14GHz/V tout en conservant la forme du réseau de Bragg. Ces observations nous permettent de valider la brique de contrôle du réseau de Bragg par effet EO.

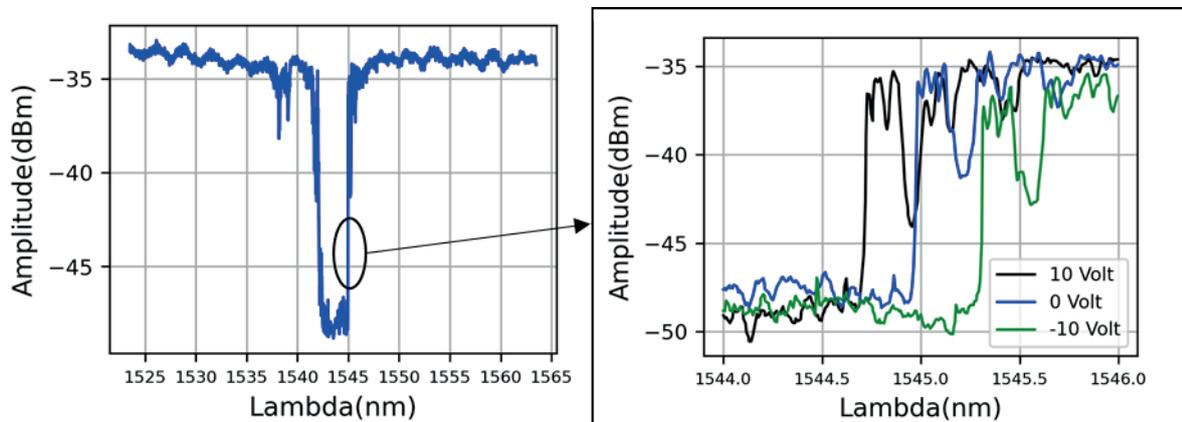


Figure 2. a) Spectre de la transmission du réseau de Bragg b) Accordabilité en tension de la longueur d'onde du réseau de Bragg.

II/ Hybridation InP – LNOI

Pour mettre bout à bout les composants, nous utilisons un dispositif d'alignement avec des platines de translations micrométriques voire nanométriques. Le faisceau de sortie est ensuite collecté au moyen d'une fibre lentillée placée derrière la puce LNOI. En utilisant le réseau de Bragg présenté nous parvenons à obtenir l'effet laser par aboutement avec le RSOA.

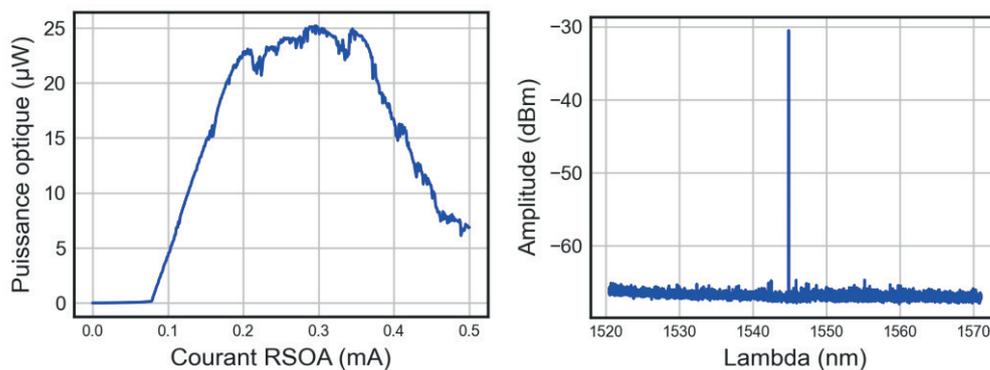


Figure 3. a) Puissance optique couplée dans la fibre en fonction du courant du RSOA. b) Spectre optique pour un courant du RSOA de 300mA.

Pour caractériser ce laser, nous avons mesuré l'évolution de la puissance en fonction du courant du RSOA (Figure 3.a). Cette figure montre une saturation autour de $25\mu\text{W}$ expliquée par le découplage entre le RSOA et la puce LNOI. Les pertes de propagation dans la puce LNOI autour de 50dB/m justifient en partie la faible puissance obtenue en sortie du laser.

Sur la mesure du spectre optique (Figure 3.b), le mode secondaire n'est pas visible pour l'acquisition du spectre avec une résolution de 0.04pm . Celui-ci est au moins rejeté de -35dB . Avoir un bon taux de réjection est indispensable pour les applications LiDAR et la génération de signaux RF purs.

Ces travaux permettent de valider les briques de base du réseau de Bragg, de son accordabilité par effet EO ainsi que la brique d'hybridation. Pour optimiser ces briques, un travail technologique doit être réalisé pour améliorer les pertes de propagation. Concevoir des lignes de transmission RF permettrait de moduler jusqu'à 50GHz et enfin, optimiser la conception du réseau de Bragg pour l'affiner permettrait de garantir le comportement monomode du laser.

Les auteurs remercient la Commission Européenne pour le financement du projet Horizon Europe ELENA n°101016138.

Référence :

- [1] H. Debregeas et al, "2kHz linewidth C-band tunable laser by hybrid integration of reflective SOA and SiO₂ PLC external cavity," Proc. of the 2014 International Semiconductor Laser Conf., pp. 50–51 (2014).

Etude de bruit de phase des oscillateurs optoélectroniques à base de mini-résonateurs fibrés

Jimmy Pennanech^{1,2}, Yohann Léguillon¹, Vincent Crozatier³, Arnaud Fernandez², Olivier Llopis²

¹ *Thales Land and Air systems, ZI du Mont Jarret 76520 Ymare, France*

² *LAAS-CNRS, Université de Toulouse, CNRS, UPS, Toulouse, France*

³ *Thales Research and Technology, 1 Avenue Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau, France*

Les oscillateurs optoélectroniques (OEO) sont devenus une alternative aux oscillateurs à quartz pour fournir des références de fréquence GHz à très bas bruit de phase [1]. Le bruit de phase d'un OEO dépend de la longueur de fibre optique implémentée et la fréquence d'oscillation est ensuite déterminée par le mode sélectionné par un filtre RF passe-bande. Pour atteindre des performances à haute fréquence (typiquement au-delà de 10 GHz), il faut généralement une ligne à retard de plusieurs centaines de mètres. L'espacement entre les modes est alors de l'ordre du MHz, et la réalisation du filtre pour rendre l'OEO stable devient de plus en plus complexe au fur et à mesure que l'on cherche à augmenter la fréquence de l'OEO. D'autre part, l'encombrement de la ligne à retard est un facteur limitant dans une perspective d'intégration. Pour résoudre ces problèmes, il est possible de remplacer la ligne à retard par un résonateur optique de grand facteur de qualité. Le retard optique de la ligne en transmission est alors remplacé par le temps de stockage du résonateur. En outre, les modes de l'oscillateur sont déterminés par l'intervalle spectral libre du résonateur optique, ce qui simplifie la conception du filtre RF, lorsque ce dernier est nécessaire. Ce principe a été utilisé avec résonateurs à modes de galerie, mais le couplage optique s'avère délicat [2]. Une alternative consiste à utiliser un résonateur Fabry-Perot fibré, réalisé par dépôt de miroirs couches minces à haute réflectivité aux deux extrémités d'un tronçon de fibre optique [3]. Le couplage est alors grandement simplifié, et la seule difficulté concerne le verrouillage du laser sur une résonance. Nous proposons ici d'utiliser cette approche, en nous intéressant tout particulièrement à l'influence du résonateur et de la méthode de verrouillage sur le bruit de phase d'un OEO oscillant à 10 GHz.

Pour cela, deux types de mini-résonateurs ont été développés : des résonateurs « férule », pour lesquels la fibre optique est collée dans une férule de céramique et des résonateurs « cordon » terminés par deux connecteurs FC/PC. Les propriétés spectrales des résonateurs utilisés ici, mesurés par la méthode décrite dans [4], sont résumées dans le tableau 1. Ces deux résonateurs sont réalisés avec de la fibre multimode. Par ailleurs, dans le cas du résonateur férule, le laser (Thorlabs DFB1550 sans isolateur) est verrouillé par une réinjection optique [5]. Dans le cas du résonateur cordon, le laser (Rio Planex) est verrouillé par une méthode de Pound-Drever-Hall (PDH) [6].

Paramètre	Résonateur férule	Résonateur cordon
Longueur (cm)	2	7
Intervalle spectral libre (GHz)	5,082	1,411
Largeur à mi-hauteur (MHz)	1,006	0,11
Facteur de qualité optique	$1,92 \cdot 10^8$	$1,76 \cdot 10^9$
Facteur de qualité RF	9 950	90 900

Tableau 1. Paramètres des résonateurs utilisés.

Pour les deux architectures d'OEO présentées sur la figure 1, il faut intercaler un modulateur d'intensité avant le résonateur, et utiliser le champ transmis. Dans les deux cas, l'oscillation est à 10 GHz (harmonique 2 de l'ISL du résonateur férule, harmonique 7 de l'ISL du résonateur cordon), fréquence imposée par la bande des composants RF utilisés. Un filtre passe bande est inséré dans l'architecture avec le résonateur cordon. Le bruit de phase est mesuré avec un analyseur Keysight E5052B. Les résultats sont présentés sur la figure 2(a). On remarque que le bruit de phase obtenu avec le résonateur férule bien est meilleur qu'avec le résonateur cordon. Pourtant, la largeur de résonance de ce dernier est dix fois plus fine. En considérant qu'une largeur de résonance plus fine correspond à

un temps de stockage plus long dans le résonateur, on devrait observer de meilleures performances avec le résonateur cordon. Un autre phénomène doit donc être pris en compte.

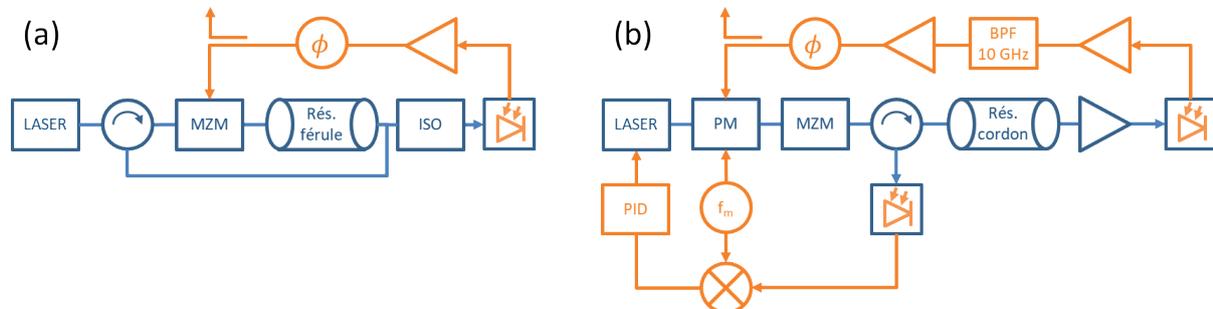


Figure 1. OEO avec laser verrouillé par (a) injection optique et (b) méthode PDH. Les traits bleus (orange) sont les chemins optiques (électroniques, respectivement).

Du point de vue du verrouillage, le bruit de phase du laser asservi est plus bas avec l'injection verrouillage qu'avec la méthode PDH, malgré un meilleur laser et un résonateur plus fin [5]. Mais comme le montre la figure 2(b), le bruit d'intensité relatif du champ transmis par les résonateurs est largement augmenté après verrouillage. Cet excès de bruit est attribué aux fluctuations de fréquence résiduelle du laser converties en bruit d'intensité par la résonance [7]. Néanmoins, la dégradation est moins importante avec le verrouillage par injection optique. L'étude et la modélisation de ce bruit d'intensité, et son impact sur le bruit de phase de l'OEO sont en cours.

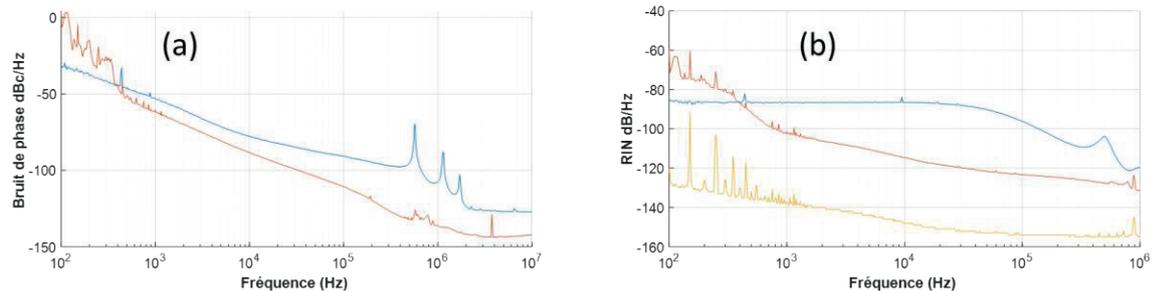


Figure 2. (a) Bruit de phase des OEO à 10 GHz et (b) bruit d'intensité relatif pour l'architecture avec laser verrouillé par injection optique (rouge) et méthode PDH (bleu). La trace jaune sur (b) correspond au bruit d'intensité relatif du laser DFB seul.

Références :

- [1] X. S. Yao and L. Maleki, "Converting light into spectrally pure microwave oscillation," *Opt. Lett.*, 21, 483–485, 1996.
- [2] K. Saleh, R. Henriët, S. Diallo, G. Lin, R. Martinenghi, I.V. Balakireva, P. Salzenstein, A. Coillet, and Y. K. Chembo "Phase noise performance comparison between optoelectronic oscillators based on optical delay lines and whispering gallery mode resonators," *Opt. Express*, 22, 32158-32173, 2014.
- [3] S. M. Ousaid, G. Bourcier, J. Roul, J. Lumeau, A. Moreau, S. Balac, O. Llopis, A. Fernandez, "Mini résonateurs Fabry-Pérot fibrés à très haute finesse", *Optique Normandie 2024*.
- [4] Z. Abdallah, Y. G. Boucher, A. Fernandez, S. Balac, and O. Llopis, "Radio frequency spectral characterization and model parameters extraction of high Q optical resonators," *Sci. Rep.*, 6, 27208, 2016.
- [5] S.M. Ousaid, G. Bourcier, A. Fernandez, O. Llopis, J. Lumeau, A. Moreau, T. Bunel, M. Conforti, A. Mussot, V. Crozatier, and S. Balac, "Low phase noise self-injection-locked diode laser with a high-Q fiber resonator: model and experiment," *Opt. Lett.* 49, 1933-1936, 2024.
- [6] R.W. Drever, J.L. Hall, F.V. Kowalski, J. Hough, G.M. Ford, A.J. Munley, and H. Ward, "Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator," *Appl. Phys. B*, 31, 97-105, 1983.
- [7] A. Hallal "Génération d'ondes millimétriques et submillimétriques sur des systèmes fibrés à porteuses optiques stabilisées," thèse de doctorat, Université de Rennes, 2017.



JCOM 2025
12 juin 2025
LAAS Toulouse



Vers des horloges optomécaniques dans le GHz

Lydia BOURTI, Thomas FURCATTE, Franck BADETS, Marc SANSA

CEA-Leti, Université Grenoble-Alpes, F-38000 Grenoble, France

Les horloges basées sur les technologies MEMS ont connu des avancées significatives ces dernières années. Toutefois, l'atteinte de hautes performances aux fréquences GHz reste limitée par les contraintes de la transduction électrique, qui agit comme un filtre passe-bas en raison des effets parasites, entraînant ainsi une atténuation des signaux à haute fréquence. Pour surmonter ces limites, une nouvelle approche est proposée, combinant un actionnement électromécanique à une transduction optomécanique, intégrant ainsi des éléments issus à la fois des MEMS et de la photonique intégrée[1].

Les oscillateurs développés reposent sur un résonateur en microdisque opérant en mode de respiration radiale (Figure 1). Cette architecture ouvre la voie à des horloges haute performance capables d'atteindre des fréquences au GHz. La démonstration repose sur trois oscillateurs à base de résonateurs fonctionnant respectivement à 315 MHz, 630 MHz et 1,02 GHz (Figure 2), réalisés en technologie VLSI sur des wafers de 200 mm. Les mesures en boucle ouverte montrent une gamme dynamique supérieure à 80dB dans les trois cas, avec de facteurs $f \times Q$ jusqu'à 1×10^{13} . Etant donné que la fréquence est proportionnelle à l'inverse du rayon du disque, au-delà du GHz, cette géométrie pose des limites en termes de pertes d'ancrage induisant la dégradation du facteur de qualité Q [2]. Les résonateurs présentent une réponse en fréquence Lorentzienne et proportionnelle au voltage d'actionnement (Figure 3), comme attendu.

Les résonateurs ont été intégrés dans un oscillateur à base de composants de laboratoire. Les trois dispositifs présentent des performances de pointe, avec un bruit de phase mesuré à -98 dBc/Hz, -90 dBc/Hz et -78 dBc/Hz à 10 kHz de décalage respectivement, et un plancher de bruit atteignant -120 dBc/Hz dans les trois cas. La stabilité à long terme, quant à elle, est évaluée via la variance d'Allan (Figure 5) [4], surpassant dans certains cas les performances d'horloges MEMS commerciales telles que le SiTime 2009 (100 ppb)[3].

Ces oscillateurs présentent de bonnes performances jusqu'au GHz, constituant une alternative efficace et prometteuse à la multiplication de fréquence, souvent complexe, utilisée dans les architectures conventionnelles[5]. De façon plus intéressante, sa gamme dynamique et son plancher de bruit de phase ne se dégradent pas avec la fréquence : cette particularité du principe optomécanique rend l'approche spécialement intéressante au-delà du GHz. De nouveaux designs de résonateurs à ces fréquences sont en cours de fabrication.

L'une des perspectives majeures consiste à intégrer pleinement le système optomécanique avec une électronique optimisée directement sur puce. L'enjeu est de concevoir une base de temps compacte, performante et facilement industrialisable.

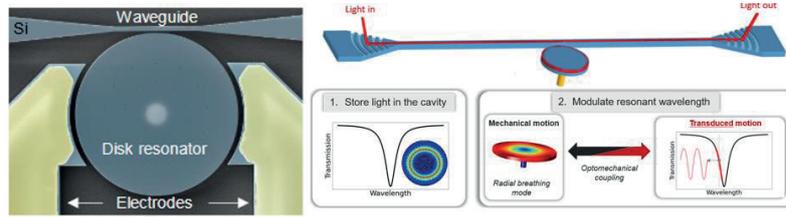


Figure 1: Principe de fonctionnement d'un résonateur optomécanique. Le disque exhibe des modes de vibrations mécaniques, qui sont l'élément définissant la fréquence de l'oscillateur, et sa vibration est détectée grâce à une modulation optomécanique. Le disque agit également comme un résonateur optique.

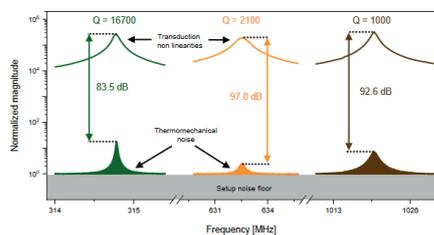


Figure 2 : Plage dynamique expérimentale normalisée des résonateurs en silicium. Les courbes supérieures représentent la réponse en amplitude RMS des résonateurs actionnés par force électrostatique, approchant la limite de saturation. Les courbes inférieures montrent les mesures de bruit autour de la résonance mécanique, mesurées dans une bande passante de 1 Hz.

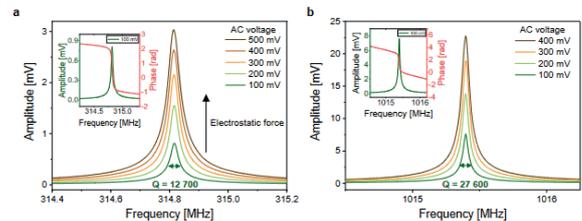


Figure 3 : Réponse en amplitude en boucle ouverte du résonateur sous actionnement électrostatique à a– 315 MHz et b– 1015 MHz. Les inserts fournissent des détails supplémentaires concernant la réponse en phase. Toutes les mesures ont été réalisées avec un biais DC de 20 V.

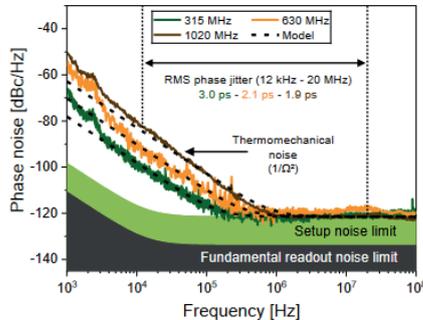


Figure 4 : Mesure expérimentale de la Stabilité à court terme expérimentale des oscillateurs optomécaniques. Trois prototypes sont testés avec des configurations minimisant le bruit de phase et des propriétés optiques similaires ($Q \sim 150\,000$).

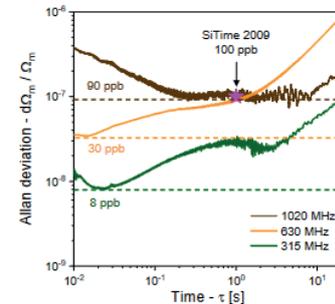


Figure 5 : Analyse expérimentale de la stabilité à moyen terme des oscillateurs électrostatiques. Comparaison des fréquences de fonctionnement, avec la référence pour SiTime provenant de la référence. La bande passante du PLL était d'environ 1 kHz.

Références :

- [1] M. Hermouet *et al.*, « Ultra sensitive optomechanical microdisk resonators with very large scale integration process », in *2018 IEEE Micro Electro Mechanical Systems (MEMS)*, janv. 2018, p. 844-845. doi: [10.1109/MEMSYS.2018.8346687](https://doi.org/10.1109/MEMSYS.2018.8346687).
- [2] T. Furcatte *et al.*, « Optimizing Optomechanical Resonators for Ultra-High-Frequency Timing Applications », in *2024 Symposium on Design, Test, Integration and Packaging of MEMS/MOEMS (DTIP)*, juin 2024, p. 1-6. doi: 10.1109/DTIP62575.2024.10613067.
- [3] H. Lee, A. Partridge, et F. Assaderaghi, « Low jitter and temperature stable MEMS oscillators », in *2012 IEEE International Frequency Control Symposium Proceedings*, mai 2012, p. 1-5. doi: 10.1109/FCS.2012.6243704.
- [4] T. Furcatte *et al.*, « Towards GHz low phase noise oscillators with electro-optomechanical resonators », in *2024 IEEE Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control Joint Symposium (UFFC-JS)*, sept. 2024, p. 1-4. doi: 10.1109/UFFC-JS60046.2024.10793753.
- [5] A. Siligaris, Z. Iskandar, et J. M. Guerra, « Above 100-GHz low phase noise frequency generation in silicon integrated technologies », in *2018 European Frequency and Time Forum (EFTF)*, avr. 2018, p. 32-36. doi: 10.1109/EFTF.2018.8408991.

Lentilles géodésiques pour le THz

Jean-Paul Guillet¹ – Nelson J. G. Fonseca²

¹ IMS Laboratory UMR CNRS 5218 University of Bordeaux 33405 Talence Franc

² Innovation Department, Anywaves, 31000 Toulouse, France

Les lentilles de Luneburg [1] trouvent de multiples applications : réflecteurs pour balises de navigation maritime ou aéronautique, ou encore éléments de réception de signaux sous divers angles [2]. En navigation, elles servent à produire des balises très visibles qui réfléchissent les signaux dans toutes les directions, facilitant ainsi la localisation précise de la cible [3]. En aéronautique, elles accroissent la signature radar d'un aéronef. Leur emploi est toutefois resté cantonné au domaine micro-ondes : leur porosité provoque en effet une diffusion aux fréquences millimétriques et térahertz, rendant les matériaux diélectriques poreux inadaptés [4]. Une version bidimensionnelle de lentille de Luneburg a été démontrée à 0,162 THz [5] grâce à un profil conique en PTFE métallisé imitant un indice variable, mais son gain reste limité. Les lentilles de Luneburg dépourvues de diélectrique, déjà exploitées en micro-ondes, peuvent également être transposées au térahertz sans les limitations liées aux matériaux poreux ; elles conservent la capacité multi-faisceaux, un rendement élevé et un coût de fabrication modéré [6]. Le concept repose sur deux plaques métalliques courbes parallèles qui reproduisent la trajectoire d'une lentille à gradient d'indice [7], exploré à 30 GHz [8]. Cette approche est prometteuse pour un passage à la bande D et aux applications spatiales.

Une lentille de Luneburg présente un indice de réfraction décroissant continûment de $\sqrt{2}$ au centre à 1 en périphérie, selon $n = \sqrt{2 - r^2}$ [1]. Dans la version géodésique, la hauteur se rapproche de la courbe $z(\rho) = h_0(1 - \rho^p)^{1/q}$, avec ρ le rayon normalisé, $h_0 = 0,6321$ la hauteur normalisée de la lentille de Rinehart-Luneburg, et les exposants de super-ellipse $p = 2$, $q = 1,8$ [9]. Une variante « goutte d'eau » modulée a déjà été validée en ondes millimétriques [10] et a inspiré notre conception pour 130 GHz [11] dont nous proposons de décrire le fonctionnement et l'intégration pour une application de contrôle non destructif.

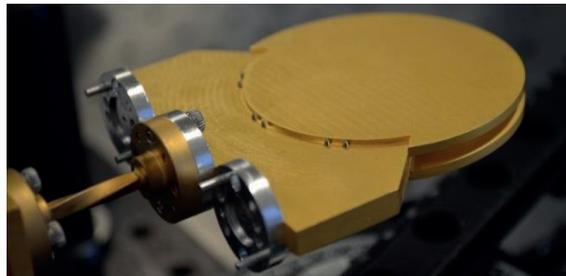


Figure 1 : Photographie de la lentille Géodésique à 130 GHz développée dans ce projet

Dans ce contexte, l'antenne est placée à l'intérieur d'un cylindre et mesure en balayant linéairement une seule fois, tout en recevant les échos provenant de multiples directions. Cette preuve de concept vise l'inspection d'objets courbes tels que tuyaux ou tunnels. Le dispositif testé est un réservoir d'hydrogène de 30 cm de diamètre. Des pastilles d'aluminium collées à l'extérieur servent de marqueurs : détectés par l'antenne, ils permettent de reconstruire l'image du réservoir à partir des diagrammes de rayonnement [1(b)]. L'installation comprend la lentille géodésique, un radar FMCW, une table linéaire de 600 mm et le réservoir courbe ; chaque angle est mesuré séparément faute de disposer de trois radars FMCW, l'alignement étant assuré par un réglage micrométrique entre les trois guides WR-6 [Fig. 1(c)].

Le radar capte deux réflexions principales : l'une sur l'ouverture de l'antenne, l'autre sur l'objet. Le premier écho, lié à l'ouverture, apparaît vers 50 mm, tandis que la paroi du réservoir est à 15 cm. On observe un contraste d'environ 10 dB entre les zones comportant un marqueur et celles ne comportant que la paroi. Les signaux cartographiés suivant la courbure du réservoir (Fig. 2) démontrent la capacité du système à localiser les pastilles.

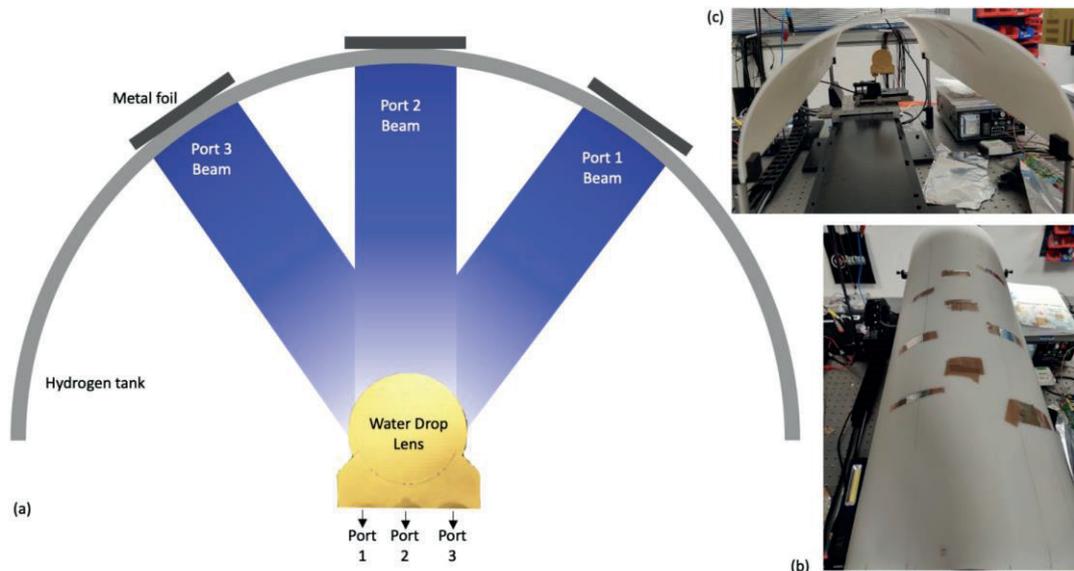


Figure 2 : (a) Schéma du dispositif expérimental. La lentille est placée au centre de la cuve et les feuilles métalliques sont placées à l'extérieur. (b) Photographie du DUT où l'on peut voir les neuf feuilles métalliques. (c) Photographie depuis l'axe central où l'on peut voir la lentille située au centre, montée sur la platine linéaire

Les avancées récentes sur les lentilles géodésiques ouvrent la voie à des systèmes térahertz compacts, multi-faisceaux et à faibles pertes. L'association de la lentille décrite avec un transceiver FMCW a permis la démonstration d'un contrôle non destructif radial. L'intégration d'un plus grand nombre de ports antenne, couplée à des circuits FMCW SiGe économiques, laisse entrevoir de nouvelles opportunités.

Financé par ESA, Open Discovery Ideas Channel , Grant 4000134617/21/NL/GLC/ov

Références :

- [1] R. Luneberg, *Mathematical Theory of Optics*, Brown University, Providence (RI), 1944.
- [2] L. Marty, P. Gerbaud, F. Christophe, « From passive to active radar reflectors and beyond », *IEEE CAMA 2021*, p. 605-607.
- [3] C. S. Liang *et al.*, « A quantitative study of Luneburg-lens reflectors », *IEEE Antennas & Propagation Magazine*, 47(2), 2005.
- [4] J. Guillet *et al.*, « Luneburg lenses for millimeter-wave reflector », *IRMMW-THz 2012*.
- [5] Y. Amarasinghe, D. M. Mittleman, R. Mendis, « A Luneburg lens for the terahertz region », *J. Infrared, Millimeter & Terahertz Waves*, 40, 2019.
- [6] O. Quevedo-Teruel *et al.*, « Geodesic lens antennas for 5G and beyond », *IEEE Communications Magazine*, 60(1), 2022.
- [7] R. Rinehart, « A solution of the problem of rapid scanning for radar antennae », *J. Applied Physics*, 19(9), 1948.
- [8] Q. Liao, N. J. Fonseca, O. Quevedo-Teruel, « Compact multibeam fully metallic geodesic Luneburg lens antenna based on non-Euclidean transformation optics », *IEEE TAP*, 66(12), 2018.
- [9] N. J. Fonseca, Q. Liao, O. Quevedo-Teruel, « Equivalent planar lens ray-tracing model... », *IEEE TAP*, 68(5), 2020.
- [10] N. J. Fonseca, « The water drop lens: Revisiting the past to shape the future », *EurAAP Rev. Electromagn.*, 1(1), 2022.
- [11] Castillo-Tapia, P., Yang, S., Palomares-Caballero, Á., Guillet, J. P., Fonseca, N. J. G., & Quevedo-Teruel, O. (2025). Sub-THz Fully-Metallic Geodesic Luneburg Lens Antenna. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*.

Structured Opto-THz coherent light sources based on III-V semiconductor laser technology

Mohamed Nadrani¹, Baptiste Chomet¹, Nathan Vigne¹, Adrian Bartolo^{1,3}, Grégoire Beaudoin², Mathias Marconi³, Luc Le Gratiet², Konstantin Pantzas², Annick Pénarier¹, Philippe Nouvel¹, Guillaume Ducournau⁶, Mona Jarrahi³, Philippe Lalanne⁴, Massimo Giudici³, Isabelle Sagnes², Stéphane Blin¹ and Arnaud Garnache^{*1}

¹ IES, Univ. Montpellier, CNRS, Montpellier, France

² C2N-CNRS - UPR20, Univ. Paris-Saclay, France

³ INPHYNI CNRS, Univ. Cote d'Azur, France

⁴ LP2N - IOGS-Bordeaux, Talence, France

⁵ University of California Los Angeles, Los Angeles, CA, 90095 USA

⁶ IEMN, CNRS UMR 8520, Univ. Lille, Lille

*Corresponding author: arnaud.garnache-creuillot@umontpellier.fr

3D Structured coherent electromagnetic field emitting in the optical and/or THz spectral domain is a hot topic and of great interest for a large panel of applications in opto-hyper field, both in the fundamental and applied domains: telecom, LIDAR, sensing, optical tweezers, biophotonics, spectroscopy... We will present an overview of our recent results on 3D (time-space) structured coherent electromagnetic field [1,2,4], emitting in the near-IR and THz spectral domain. These photonic devices are based on III-V semiconductor VECSEL laser technology [3], and exploiting parity symmetry-breaking together with metasurface and photo-conductive antenna nanotechnology.

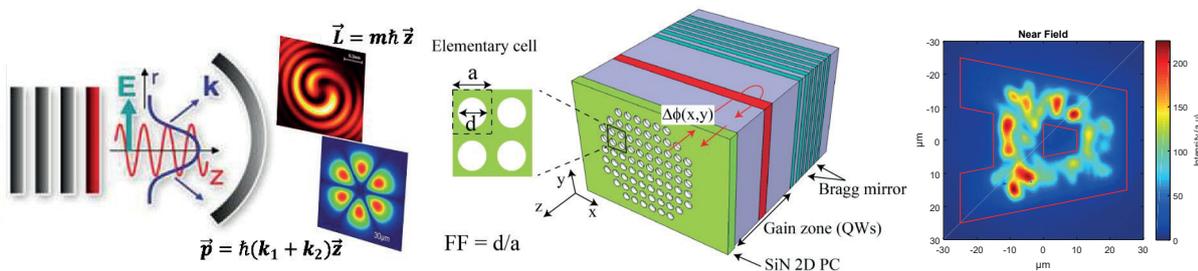


Fig. 1: (left) Principle of structured emission laser emitting vortex or dual mode field; (middle) metasurface based semiconductor VECSEL technology; (right) "A" letter emission from a degenerated spatially modeless laser

We demonstrated a vortex laser with controlled orbital angular momentum allowing both linear-rotationnal doppler based speed sensing under light matter-interaction [1], spatially modeless laser and light multiplexing [4], non-linear structured light [4,5], dual-mode laser based tunable coherent THz emitter [2]... We will discuss the ongoing work towards light bullets photonic device, multiplex structured coherent photonic sources and plasmonics photomixer based powerfull cw THz emitter, of great interest for challenging applications.

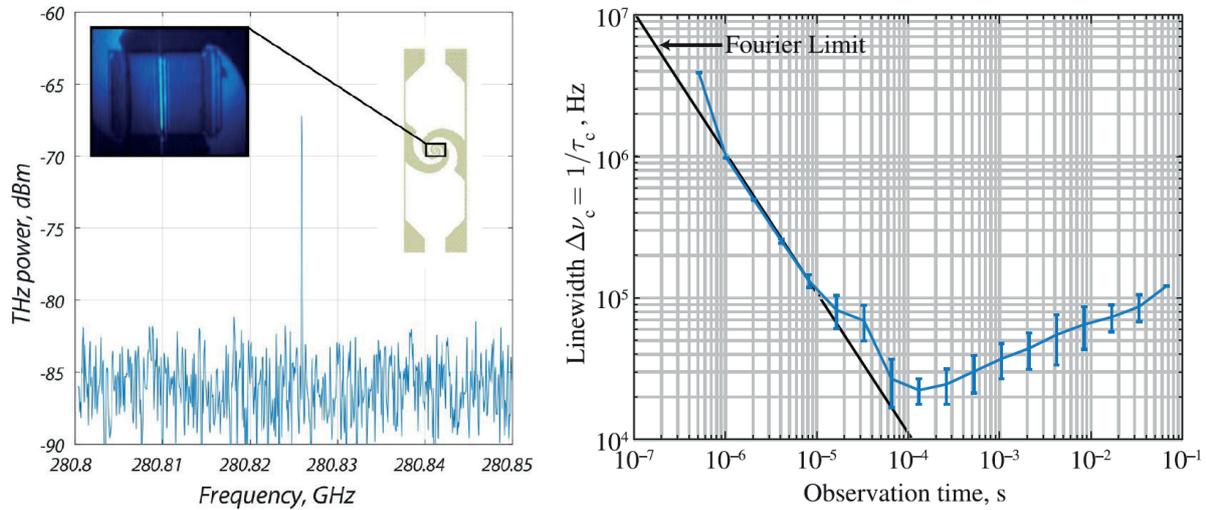


Fig.2: (left) Measured THz power spectra at around 280 GHz (RBW: 30kHz and sweep time: 60ms) and an image of the antenna with plasmonic contact electrodes and an elliptical optical beam spot around the gap. (right) Temporal coherence of the THz signal obtained with the dual mode VECSEL.

Acknowledgements: This work was supported by French C2N RENATECH network, PEPR Electronique OROR (ANR-22-PEEL-0008), ANR KOGIT (ANR-18-CE24-0002), ANR SPATIOTERA (ANR-19-CE24), I-SITE MUSE AAP2021 (STAE), European Regional Development Fund (HERMES platform), Région Occitanie/Pyrénées-Méditerranée.

Références :

- [1] M.S. Seghilani, M. Sellahi, M. Myara, I. Sagnes, G. Beaudoin, L. Legratiet, P. Lalanne, A. Garnache, Vortex Laser based on III-V semiconductor metasurface: direct generation of coherent Laguerre-Gauss modes carrying controlled orbital angular momentum. *Sci Rep* 6, 38156 (2016). <https://doi.org/10.1038/srep38156>
- [2] S. Blin, R. Paquet, M. Myara et al., "Coherent and tunable THz Emission driven by an Integrated III-V Semiconductor Laser," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 23, no. 4, pp. 1-11, July-Aug. 2017, Art no. 1500511, doi: 10.1109/JSTQE.2017.2654060
- [3] A. Laurain, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes, and A. Garnache, "Multiwatt-power highly-coherent compact single-frequency tunable Vertical-External-Cavity-Surface-Emitting-Semiconductor-Laser," *Opt. Express* 18, pp.14631 (2010) <https://doi.org/10.1364/OE.18.014627>
- [4] N. Vigne A. Bartolo G. Beaudoin K. Pantzas M. Marconi J. Javaloyes S. Gurevich I. Sagnes M. Giudici Arnaud Garnache, "Spatially Modeless Laser Cavity based on III-V Semiconductor technology: Non linear localized light", 2021 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC), 2021, pp. 1-1, doi: 10.1109/CLEO/Europe-EQEC52157.2021.9542150
- [5] A. Bartolo, N. Vigne, M. Marconi, G. Beaudoin, K. Pantzas, I. Sagnes, G. Huyet, F. Maucher, S. V. Gurevich, J. Javaloyes, A. Garnache, and M. Giudici, "Temporal Localized Turing Patterns in Vertical External-Cavity Surface-Emitting Laser", *Optica*, Vol. 9, Issue 12, pp. 1386-1393 (2022) <https://doi.org/10.1364/OPTICA.471006>



JCOM 2025
12 juin 2025
LAAS Toulouse



Photonic technologies for on-board and ground satellite sub-systems

Metodi Belchovski ^{1,2}, Benoit Benazet ¹, Michel Sotom¹, Simon Rommel²

¹ *Thales Alenia Space SAS, Toulouse, France*

² *Department of Electrical Engineering, Eindhoven University of Technology, The Netherlands*

The evolution of satellite communication systems has been driven by the growing demand for larger bandwidth, higher flexibility and the ability to support increasingly complex services. Overall, this has resulted in the development of very high-throughput satellite (VHTS) payloads including large antennas with many access ports handling wideband RF channels and/or of advanced flexible payloads (P/L) based in particular on Digital Transparent Processor (DTP) with high-data throughput.

However, these high-capacity satellite payloads suffer from a significant contribution of RF & digital equipment and cable harness to the overall payload SWaP (Size, Weight and Power). Concurrently, during assembly, integration and test (AIT) operations on ground, conventional RF cable assemblies are no longer suitable at increasingly high RF frequencies for receive and transmit (Ku, Ka, Q & V bands) and the increasing number of payload I/O ports are becoming difficult to manage.

Potential solutions to overcome these problems are being explored and assessed, leveraging the specific attributes and key advantages from fibre optics and integrated photonics, in particular:

- High-bandwidth or high-data rates,
- Reduced power consumption per transmitted bit,
- Low optical loss (RF frequency and distance independent),
- Low size and weight, and mechanical suppleness of harness,
- Electromagnetic immunity and compatibility,
- Higher relative RF phase stability,
- Capabilities for wavelength-division multiplexing/routing, optical switching, etc.

Thales Alenia Space has been working for several decades on the assessment and exploitation of such photonic technologies for both on-board and ground RF and digital space systems.

The presentation will address two recently developed concepts, both achieving RF-over-Fibre (RFoF) links and interconnects. One is intended to support optical transmission of RF test signals in C, Ku, Ka, Q and V bands, in AIT phase, from test benches to a large number of P/L ports (uplink), and vice versa from the P/L output ports to test benches (downlink).

The other is a photonic RF antenna front-end for a high-capacity satellite, which inputs the RF signal received at each antenna element to a photonic mixer, down-converts the signals received in Ka/V band, and routes IF signals over fibres to the digital payload processor.

In the frame of the European Union funded, ANTERRA project (GA no. 101072363) HORIZON-MSCA-2021-DN-01, a photonic integrated circuit (PIC) has been designed, manufactured in InP technology, and will be tested in order to assess the photonic RF front-end concept and prove the required functionalities with even better SWaP.

These are two examples of innovative photonic technologies that Thales Alenia Space is assessing and developing to increase the competitiveness of its future advanced satellite payload solutions throughout the entire process from design to assembly.

Compensation des pertes atmosphériques de lien laser satellite-sol par détection cohérente

Sophonie PECH, Fabien DESTIC, Arnaud DION, Angélique RISSONS
ISAE-SUPAERO, Université de Toulouse, France

En communications optiques spatiales satellite-sol, une problématique majeure est la traversée atmosphérique. La détection cohérente est aujourd'hui une solution privilégiée par rapport à la détection directe, car elle permet l'utilisation de modulations en phase et donc une meilleure efficacité énergétique et spectrale. En 2022, la NASA établit un record en établissant un lien laser QPSK descendant à un débit maximal de 200 Gbit/s, entre le terminal TBIRD à 530 km d'altitude et une station au sol. Néanmoins, la liaison s'appuie sur un contrôle d'erreur de type ARQ nécessitant l'émission d'acquittements par lien montant, et sur un code correcteur d'erreur. Il est par ailleurs constaté en fin de passage une interruption de la liaison, attribuée à un effet Doppler trop important [1].

Le projet CALICO (Compensation des pertes Atmosphériques de Lien laser satellite-sol par Détection Cohérente) a pour objectif de concevoir un récepteur cohérent capable d'assurer la démodulation homodyne d'un signal QPSK en présence d'un effet Doppler important. Le traitement réalisé doit alléger le besoin en contrôle ou correction d'erreur, et ainsi contribuer à augmenter le débit utile. L'étude combine les travaux de [2] avec l'approche comportementale présentée notamment par [3].

Pour un satellite à 419 km d'altitude (orbite par exemple de l'ISS) émettant à 1550 nm (longueur d'onde compatible avec la fibre optique terrestre et la traversée atmosphérique, correspondant à une fréquence de 193,41 THz) vers une station sol, la porteuse subit un décalage en fréquence de +/- 4,6 GHz sur le temps de visibilité du satellite, inférieur en pratique à 10 minutes. Lors de son passage au plus près du récepteur au sol, le taux de Doppler atteint un maximum de presque 85 MHz/s. Or, en détection cohérente, le signal local utilisé en démodulation homodyne doit être synchronisé en fréquence avec celle du signal reçu.

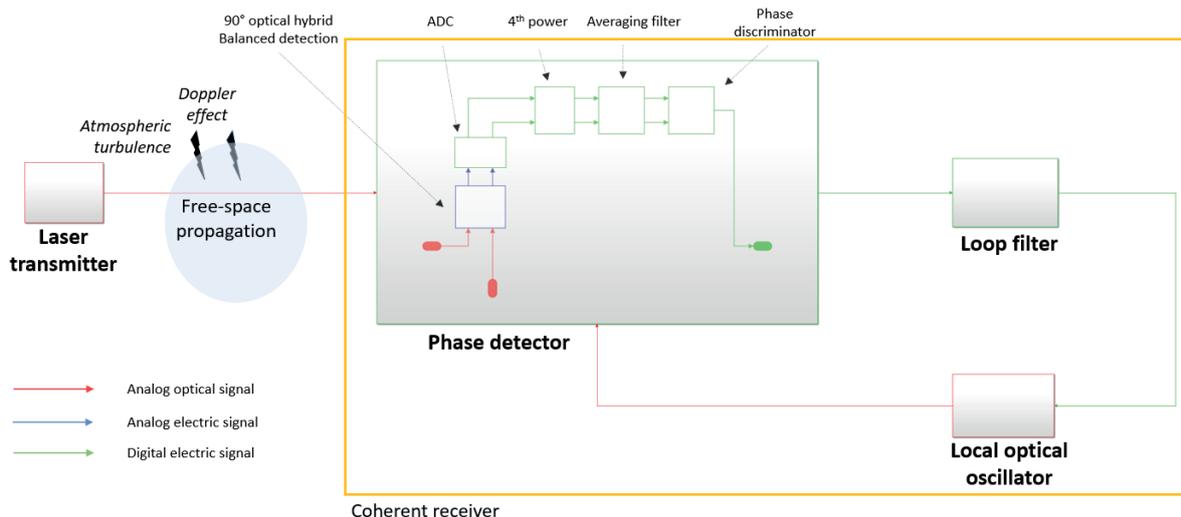


Figure 1 : architecture de récepteur cohérent avec boucle à verrouillage de phase hybride optique-numérique (ODPLL) pour l'asservissement en fréquence de l'oscillateur local.

Pour réaliser cet asservissement en fréquence, une boucle à verrouillage de phase hybride optique-numérique, ou *Optical-Digital Phase-Locked Loop* (ODPLL) est proposée. On la réduit à trois blocs principaux : le détecteur de phase, le filtre de boucle et l'oscillateur local (figure 1). Cette approche contourne la difficulté posée par les transitions entre les différents domaines (optique, électrique

analogique et numérique) ainsi que par les opérations non-linéaires de la partie numérique. Elle s'appuie sur la théorie générale des PLL et sur le modèle dit « en grandeur phase ». Avec l'objectif d'une implémentation sur une carte électronique de type FPGA, elle donne lieu à une description par fonctions de transfert dans le domaine en z , où on fait apparaître un facteur z^{-n} exprimant un retard pur d'un nombre entier de n cycles du système. Cette modélisation *via* la transformée en z contient ainsi le bilan des délais contribuant à la latence totale de la boucle, tout en reflétant le caractère discret du traitement numérique effectué. L'estimation réalisée donne $n = 4$, soit une latence totale maximale du système de 40 ns si la fréquence de rafraîchissement est fixée à 100 MHz, pour une fréquence de calcul du FPGA située dans la plage 158-200 MHz. Les gains du système sont ajustés de façon à garantir la stabilité de la boucle, tout en optimisant sa rapidité et sa bande passante. L'ODPLL ainsi modélisée est testée sous différentes puissances en entrée, en accord avec les bilans de liaison optiques établis à partir de la littérature [4] [5] [6] [7], et en forçant une dérive Doppler à un taux de 85 MHz/s. Les courbes obtenues montrent la capacité de l'architecture proposée à assurer la démodulation en dépit de cette dérive, y compris en limite de détection.

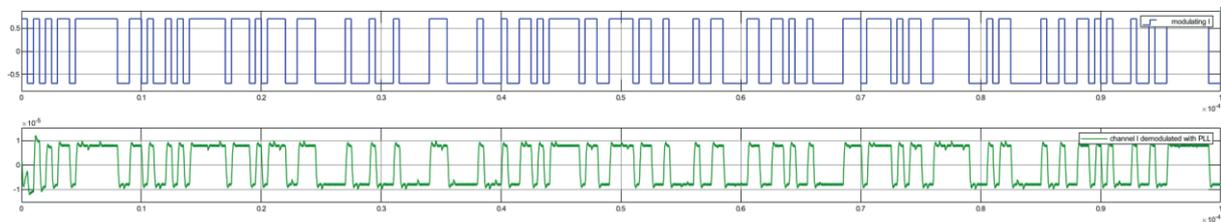


Figure 2 : démodulation (en vert) réalisée par l'ODPLL à partir de la trame injectée (en bleu), pour une puissance reçue de $1,5 \mu W$, à 3 dB de la limite quantique pour une transmission à 10 Gbaud et un taux d'erreur de 10^{-9} .

Le modèle développé semble donc adapté à la compensation par détection cohérente envisagée, tout en fournissant des éléments de dimensionnement. Un modèle complémentaire est en cours de développement sur la plateforme VPIPhotonics, afin de simuler l'architecture de l'ODPLL selon cette fois la physique des composants optroniques réellement mis en œuvre. Cette nouvelle étude devra être confrontée à l'approche comportementale et analytique présentée jusqu'ici, avant de procéder au codage de l'algorithme de l'ODPLL en langage matériel et à son déploiement sur une cible FPGA.

Références :

- [1] C. M. Schieler et e. al., «On-orbit demonstration of 200-Gbps Laser communication downlink from the TBIRD Cubesat,» *SPIE LASE*, 2023.
- [2] J. Panasiewicz, Technologies photoniques pour charge utile de satellite et liens de communication : génération vectorielle photonique microondes et architecture de récepteur optique cohérent, Toulouse: Institut supérieur de l'aéronautique et de l'espace, 2022.
- [3] X. Chen, X. Liu, Z. Ying, Y. Shan, Q. Hu, J. Li et S. Lan, «Z-domain modeling methodology for homodyne digital optical phase-locked loop,» *IEICE Electronics Express*, 2021.
- [4] L. Canuet, Fiabilisation des transmissions optiques satellite-sol, Toulouse: Institut supérieur de l'aéronautique et de l'espace, 2018.
- [5] J. M. Kahn et K.-P. Ho, «Spectral Efficiency Limits and Modulation/Detection Techniques for DWDM Systems,» 2004.
- [6] L. Paillier, Architecture de récepteur cohérent pour les liens optiques satellite-sol avec optique adaptative, Châtillon: Institut Polytechnique de Paris, 2020.
- [7] L. N. Binh, Optical fiber communications systems: theory and practice with MATLAB® and Simulink® models, Boca Raton (Fla.): CRC Press/Taylor and Francis, 2010.



JCOM 2025
12 juin 2025
LAAS Toulouse



Avancement du nanosatellite NIMPH et de sa charge utile optique-RF pour le test de fibres optiques dopées Erbium

R. Boyer¹, C. Viallon^{1,2}, O. Blanco², A. Fernandez^{1,2}, F. Camps¹,
J.N. Périé^{2,3}, C. Peymirat², N. Nolhier^{1,2}, G. Prigent^{1,4}, O. Llopis¹

¹LAAS-CNRS, Université de Toulouse, CNRS, 7 av. du Colonel Roche, 31031 Toulouse

²Université de Toulouse 3, Paul Sabatier, 118 route de Narbonne, 31062 Toulouse

³Institut Clément Ader, Université de Toulouse, 3 Rue Caroline Aigle, 31400 Toulouse

⁴INP-N7, 2, rue Charles Camichel, 31071 Toulouse

NIMPH, Nanosatellite to Investigate Microwave Photonics Hardware, est un nanosatellite 3U (30×10×10 cm) ayant un objectif enseignement et recherche, visant en particulier la formation des étudiants aux systèmes spatiaux. Ce projet collaboratif multidisciplinaire du Centre Spatial Universitaire de Toulouse (CSUT) a comme mission scientifique principale le test de différents composants des liaisons par fibres optiques dans l'espace. Il a été sélectionné par le programme NanoLab Academy du CNES. Sa charge utile principale EDMON (Erbium Doped fibers MONitoring) va mesurer la dégradation de fibres amplificatrices lorsqu'elles sont soumises à une irradiation continue pendant une durée supérieure à deux ans. Deux paramètres essentiels caractérisant ces amplificateurs fibrés seront mesurés : le gain et le facteur de bruit, et ceci pour trois types de fibres amplificatrices différentes (deux robustes aux radiations et une fibre classique). Au-delà des fibres optiques amplificatrices, le vieillissement des autres composants optoélectroniques sera étudié, en particulier celui des deux lasers (laser signal à 1550 nm et laser pompe à 980 nm). Pour corrélérer les dégradations des fibres ou des composants à la dose de radiation reçue, des détecteurs RadFET (transistors à effet de champ sensibles aux radiations) sont directement intégrés à l'expérience EDMON. Un modèle permet de relier la dose reçue par les RadFET à celle effectivement reçue par les composants sous test.

Au-delà de la charge utile optique, NIMPH embarquera trois autres charges utiles. Tout d'abord, une charge utile logicielle avec une application machine to machine M2M visant un cas concret dans le domaine médical : le transfert de données d'un patient isolé vers un centre médical via le satellite. Ensuite, un espace mémoire dans le satellite sera réservé aux communications pour les radio-amateurs (bande UHF 434 MHz). Enfin, l'intégration de la carte ThingSAT du Centre Spatial Universitaire de Grenoble (CSUG) permettra de mener des expériences de communications IoT à 868 MHz utilisant la modulation LORA avec une antenne adaptée.

Pour la partie informatique embarquée, une analyse fonctionnelle en SysML a tout d'abord permis de structurer le système, puis de définir les principales fonctions de la charge utile EDMON. Cette analyse a également servi de base au développement du code embarqué, déployé à la fois dans la charge utile principale et dans l'ordinateur de bord (OBC), sur un microcontrôleur qualifié spatial ATMEGAS128. Une maquette opérationnelle permet de vérifier les comportements du système, notamment la production de données dans la charge utile et les échanges avec l'OBC.

Les logiciels du segment sol ont également été adaptés afin de permettre le pilotage du satellite une fois en orbite. Ces outils assurent l'envoi des commandes, la réception des télémesures, ainsi que le suivi des opérations, en coordination avec les fonctions embarquées à bord du satellite.

Le satellite a fait l'objet d'une étude thermique et mécanique au niveau de sa structure complète. Des simulations ont permis d'évaluer les conditions de température auxquelles les composants seront soumis et donc de choisir les approches permettant de réguler la température aux endroits les plus sensibles (laser signal, par exemple). Les lasers, la carte de contrôle du laser signal, les commutateurs optiques et les diodes de bruit ont pu être testés en étuve. D'autres tests en température et en vibration sont prévus pour le satellite complet.

Après 10 ans de travaux, menés en grande partie avec des étudiants au travers de projets et de stages (du BUT au Master), NIMPH, aujourd'hui en fin de phase C, vise un lancement en 2026. En cas de succès, nos partenaires industriels, EXAIL, TRAD et l'IRT Saint-Exupéry, bénéficieront du retour de l'expérience en vol. Les données seront collectées via un centre de contrôle situé au LAAS-CNRS et à

l'Université de Toulouse (la station sol étant physiquement à l'université). Les étudiants participeront au suivi du satellite et à la récupération des données lors du survol de Toulouse (deux fois par jour).

Tout au long de son développement, ce projet a reçu le soutien de la région Occitanie, du CNES, de Thales Alenia Space et l'IRT St Exupéry.

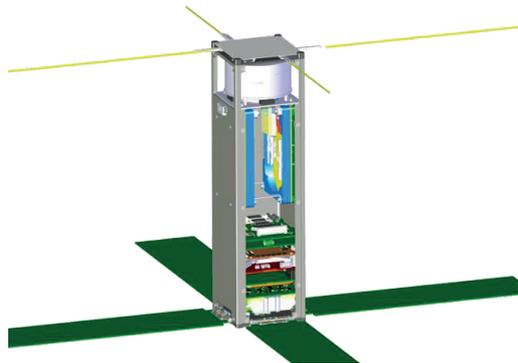


Figure 1 : Vue d'ensemble du nanosat NIMPH et modèle EM (à droite)

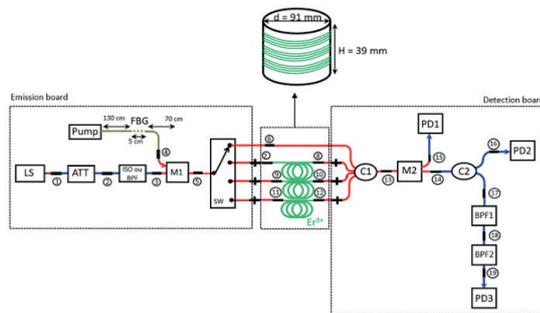


Figure 2 : Synoptique complet de la charge utile optoélectronique EDMON de NIMPH

La Fig. 1 présente la vue d'ensemble du nanosatellite ainsi qu'une photographie du modèle d'ingénierie (EM). Les synoptiques de la charge utile optoélectronique EDMON et des deux cartes électroniques qui l'accompagne sont présentés en Fig. 2 et Fig. 3, respectivement. La carte d'émission alimente les fibres dopées Er sous test avec le laser signal (1550 nm) et le laser pompe (980 nm). Un commutateur permet de passer successivement du mode calibration (fibre courte) au mode mesure pour trois fibres différentes. La

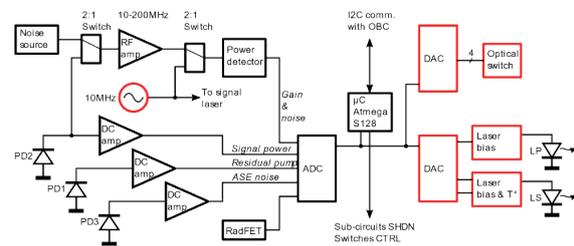


Figure 3 : Synoptique de l'électronique embarquée dans la charge utile EDMON ; carte d'émission en rouge et carte de détection en noir.

carte de détection utilise trois photodiodes pour mesurer le signal de sortie, la pompe résiduelle et le bruit. Le gain RF est mesuré autour de 10 MHz sur la photodiode PD2. Le bruit est mesuré par deux approches différentes, sur PD2 en pied de porteuse et sur PD3 à 5 nm du laser signal (à 1550 nm). La carte de détection fait fonctionner toute l'expérience EDMON à l'aide du microcontrôleur ATMEGAS128, qui se charge également de numériser les signaux collectés et de les envoyer vers l'ordinateur de bord (OBC).

Mise en œuvre et caractérisation d'une source de photons encodés en time-bin pour les réseaux d'information quantique

Guillaume Chapelant, Audrey Dot, Stéphanie Molin, Loic Morvan
Thales Research and Technology – 1 avenue Augustin Fresnel - Palaiseau

L'avènement de l'ordinateur quantique et la force de calcul brute qu'il promet permettra de casser les codes de chiffrement des protocoles de cryptographie actuels. Il est nécessaire d'envisager des réseaux de communication intrinsèquement robustes et résistant à cette menace, d'où l'essor des réseaux d'information quantique (QINs), dont la sécurité repose sur les lois fondamentales de la physique quantique et non sur des capacités calculatoires.

La ressource fondamentale de ce type de réseau est la distribution d'intrication quantique [1]. Il est crucial de propager l'intrication sur de longues distances afin de d'intriquer les nœuds du réseau. En régime quantique, l'amplification étant impossible, il est donc nécessaire d'insérer des répéteurs quantiques entre les nœuds distants du réseau fibré, ou d'utiliser des satellites comme nœuds relais.

A l'échelle européenne la trame de tels réseaux est en train de se mettre en place. Ils seront composés de réseaux métropolitains fibrés (ces réseaux se déploient déjà autour de nous sur des distances allant jusqu'à la centaine de km) et de réseaux longue distance par satellite pour prendre le relais au-delà.

Nous travaillons sur des briques de base permettant la manipulation et le transfert d'intrication à distance pour des réseaux fibrés métropolitains : des sources de photons intriqués, et des fonctionnalités (telles que les mesures de Bell) nécessaires à la commutation d'intrication pour les répéteurs. La schéma-type du réseau que nous envisageons comme preuve de concept est illustré sur la figure 1 :

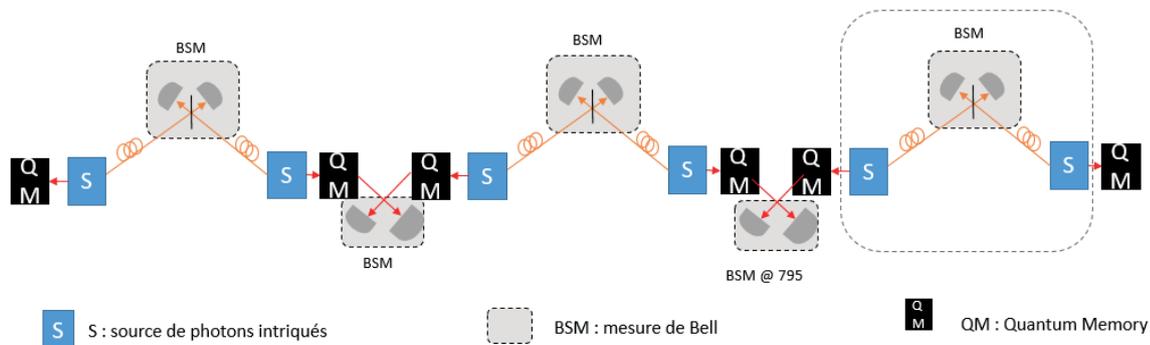


Figure 1 : Exemple de réseau métropolitain d'information quantique . Les mesures de Bell permettent la commutation d'intrication entre des photons de sources relativement éloignées et n'ayant jamais interagi.

Ce papier traite de nos avancées vers la distribution d'intrication grande distance sur fibre optique. Nous parlerons de la génération et la caractérisation de photons intriqués, la mesure de Bell permettant le transfert d'intrication entre les photons issus de deux sources distincte [2] (figure 2), n'étant pas encore implémentée.

Différents type d'intrication existent. Dans la lignée des réseaux fibrés de distribution de clés quantiques (QKD), nous avons choisi l'utilisation d'états intriqués en temps (« time-bin »), particulièrement adaptés à la propagation sur fibre optique. Afin de pouvoir manipuler et caractériser ces états, nous avons développé des techniques de stabilisation active d'interféromètres en régime quantique. Nous présenterons ici des schémas de stabilisation active d'interféromètres en régime quantique (un exemple

est donné figure 3), et des résultats non classiques prouvant la conservation de l'intrication entre les photons distribués dans nos interféromètres ainsi stabilisés.

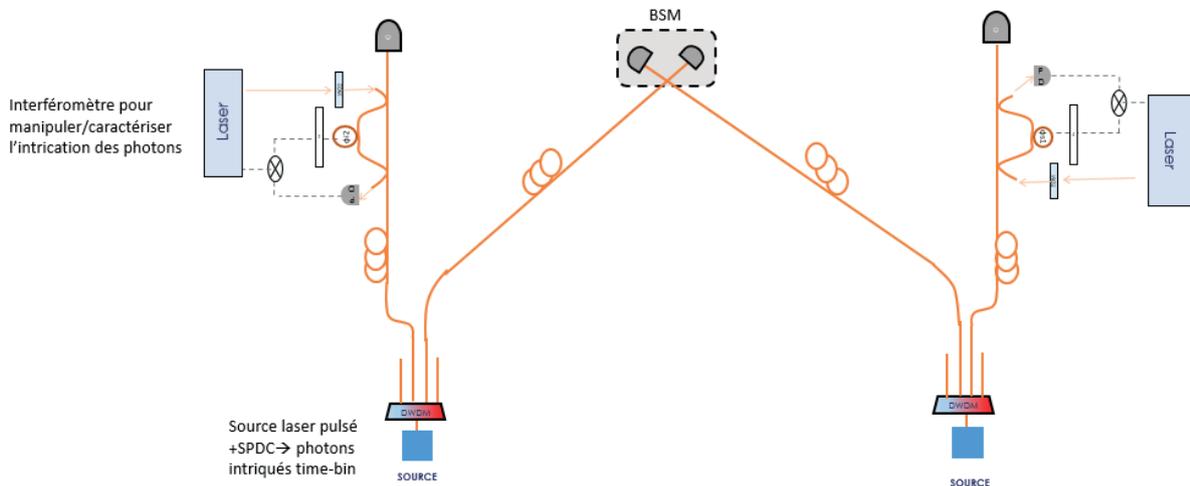


Figure 2 : Expérience sur laquelle nous travaillons, correspondant à la brique de base entourée en gris sur la fig 1

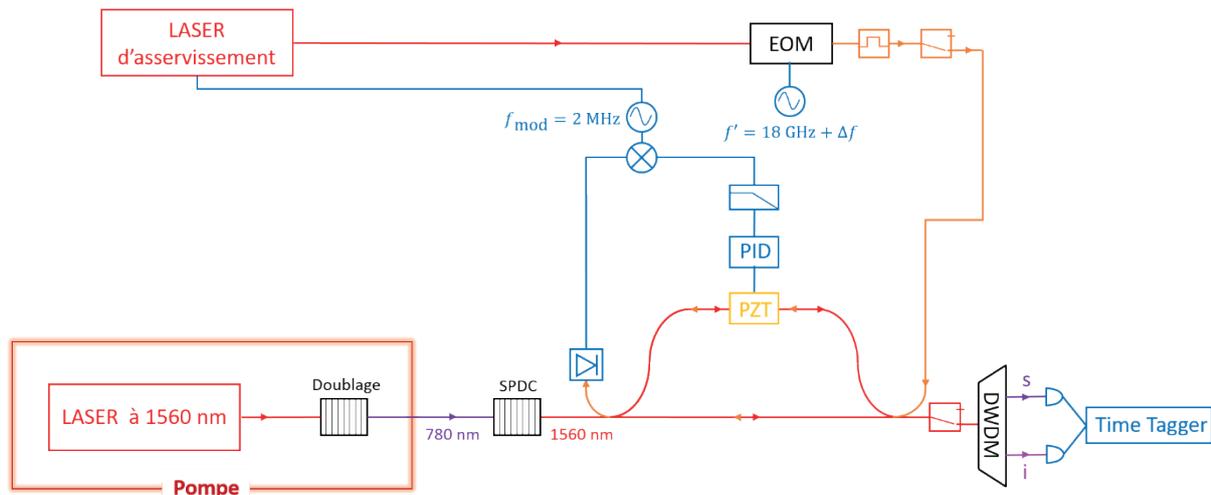


Figure 3 : Schéma source et détail de la technique de stabilisation active de l'interféromètre

Références :

- [1] De Forges de Parvy et al. "Satellite-based quantum information networks: use cases, architecture, and roadmap." Nat. Comm. Phys. 6, 12 (2023). IEEE 802.15.3c "Wireless Medium Access Control (MAC) and Physical Layer (PHY), Specifications for High Rate Wireless Personal Area Networks (WPANs)", Octobre 2009.
- [2] I. Marcikic et al. "Distribution of Time-Bin Entangled Qubits over 50 km of Optical Fiber" Phys. Rev. Lett. 93, 180502 (2004).

Caractérisation de détecteurs SPADs pour les télécommunications fibrées quantiques

Nassim ZAKI^{1,2}, Benoît CHALOPIN³, Arnaud FERNANDEZ¹, Olivier LLOPIS¹

¹LAAS-CNRS, Université de Toulouse, CNRS, UT3, Toulouse, France

²CNES, 18 avenue Edouard Belin, Toulouse, France

³LCAR, UMR-CNRS 5589, FeRMI, UT3, Université de Toulouse, Toulouse, France

nzaki@laas.fr

Les télécommunications quantiques, basées sur le codage d'information sur des photons uniques ou des paires de photons, constituent un moyen parfaitement sûr pour la distribution de clés de cryptage à plusieurs utilisateurs distants. Même si seule la clé de cryptage est transmise, les pertes de photons sont importantes et un débit suffisant est nécessaire pour la transmission. Les émetteurs dans ces systèmes sont des sources de photons uniques capables de délivrer des photons intriqués en temps, en fréquence ou en polarisation. Nous présentons dans cette communication un système de caractérisation de ce type de source basé sur des SPAD (Single Photon Avalanche Detector) en mode « gating » (fenêtrage), un laser pulsé et différentes solutions de filtrage. Le système est utilisé pour des premiers tests menés sur des résonateurs non-linéaires, susceptibles de générer des paires de photons par mélange quatre ondes, donc à partir d'une pompe à 1550 nm.

Un premier banc de mesure (Figure 1) permet d'évaluer l'efficacité de détection des SPADs avec deux acquisitions : une mesure laser éteint, pour obtenir le bruit d'obscurité (dark count), puis une seconde avec le laser pulsé et atténué pour atteindre un régime de photon unique. Dans un second temps ce banc permet également de déterminer la vitesse de fonctionnement maximale des SPADs, et donc le débit de transmission maximal des clés quantiques. Pour cela nous utilisons un laser DFB avec un modulateur de Mach-Zehnder à V_π pour réaliser les impulsions, suivi d'un atténuateur fixe et d'un atténuateur variable nous permettant de choisir le taux de photons par pulse (de 1 à 0.01 photons par pulse). Les SPADs sous test sont des composants Wooriro refroidis à -40°C par module Peltier. Un circuit PCB conçu au LAAS permet d'alimenter le SPAD avec une tension continue élevée mais inférieure à la tension de claquage et de superposer à cette tension des impulsions rapides permettant de la polariser en mode d'avalanche pendant quelques dizaines de nanosecondes (gating). Les impulsions générées en sortie du montage sont ensuite analysées à l'aide d'un oscilloscope rapide ou comptées à l'aide d'un TDC (Time to Digital Converter) de Swabian Instruments.

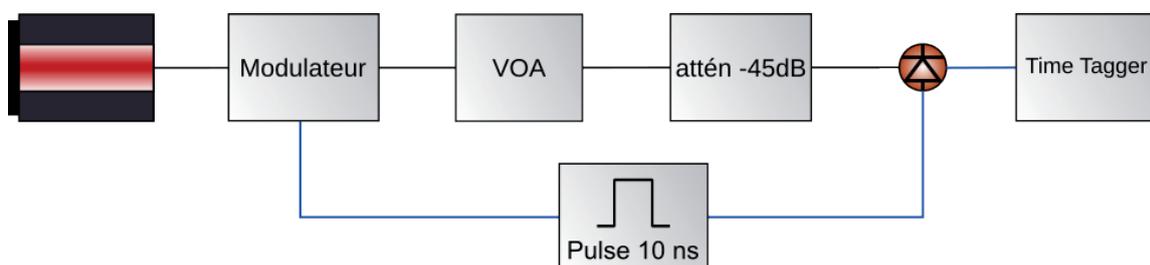


Figure 1 - Schéma du montage de caractérisation des SPADs

En suivant le montage de la Figure 1 et en utilisant des impulsions de 10 ns toutes les 10 μs , l'atténuation variable a été fixée à un niveau permettant d'obtenir 0.1 photons par pulse. Il a été possible d'établir le nombre de détections avec le laser allumé et le nombre de dark counts laser éteint pour les deux SPADs étudiés. Ces mesures (Figure 2) ont permis d'obtenir l'efficacité quantique de ces composants, qui est autour de 30% au mieux (forte tension).

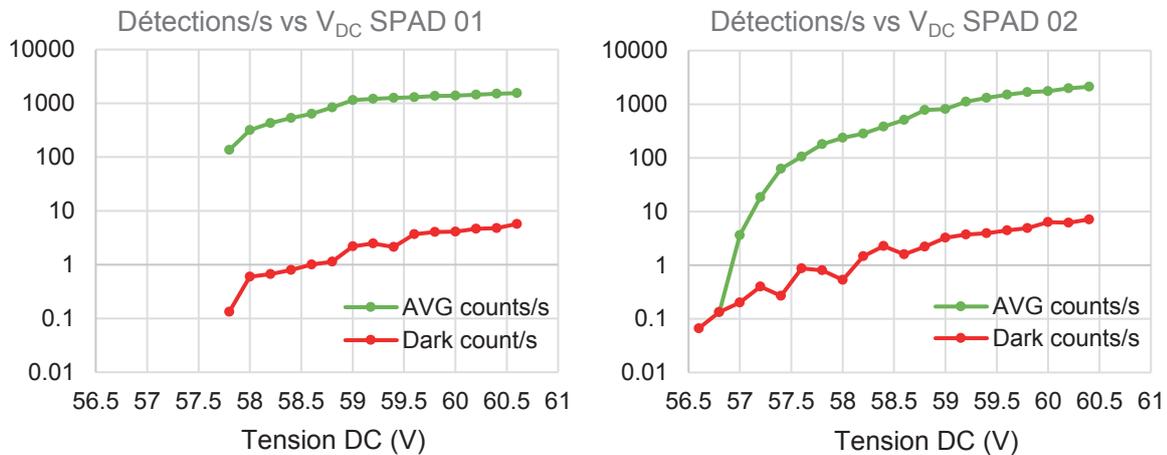


Figure 2 - Test de deux SPADs en configuration 0.1 photon/pulse et 10^5 pulses par seconde (détectons en vert et bruit d'obscurité en rouge) en fonction de la tension continue du SPAD

Afin de déterminer la vitesse de détection des SPADs, le montage de la Figure 1 a de nouveau été utilisé en remplaçant le Time Tagger par un oscilloscope rapide (500 MHz). En faisant varier la durée des impulsions et en prenant un temps de gating plus ou moins long, on obtient la trace de l'impulsion en sortie du SPAD (Figure 3). Ce tracé nous donne l'information du temps de montée et de descente, et donc la vitesse de fonctionnement des SPADs qui détermine ensuite la fréquence de répétition maximale du gating et de la fréquence de répétition du laser de pompe. Selon la durée du gating souhaitée, il est possible d'obtenir un taux de détection de plus de 50 MHz avec un gating de 30 ns et de plus de 90 MHz avec un gating de 15 ns où le SPAD1 à un temps de montée de 1,1 ns et le SPAD2 de 0,84 ns, ainsi qu'un temps de descente de 4,7 ns pour le SPAD1 et 4,3 ns pour le SPAD2.

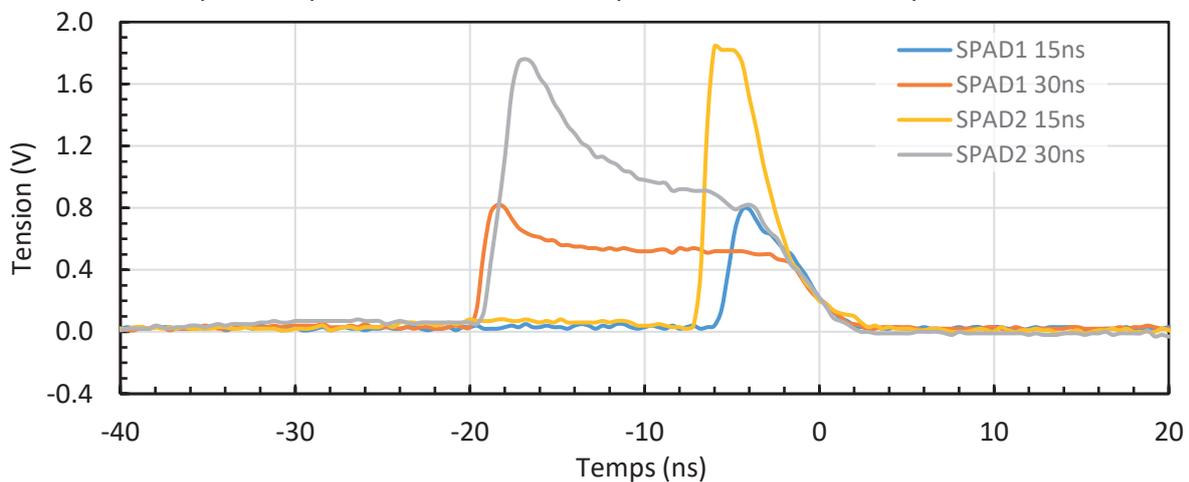


Figure 3 - Mesure des impulsions en sortie des SPADs pour différentes durées de gating

Les SPADs caractérisés précédemment sont utilisés dans un banc à quatre canaux de détection pour l'évaluation de sources de photons uniques basées sur le mélange quatre ondes dans des résonateurs non-linéaires fibrés. L'objectif est de quantifier les corrélations en sortie de ce type de résonateur en fonction des paramètres du résonateur (type de fibre, facteur de qualité...) et de la pompe (puissance...). L'application visée est la distribution de paires de photons intriqués sur un grand nombre de canaux séparables en fréquence.

Remerciements : cette étude est soutenue par le CNES et la région Occitanie. Elle a également bénéficié d'une subvention de l'IQO (Institut Quantique Occitan).

