# **VECSEL BI-FREQUENCE COHERENT : VERS UNE SOURCE THZ COMPACTE**

## Gaëlle Brévalle<sup>1</sup>, Mathieu Perrin<sup>1</sup>, Cyril Paranthoën<sup>1</sup>, Yoan Léger<sup>1</sup>, Christophe Levallois<sup>1</sup>, Hervé Folliot<sup>1</sup>, Mehdi Alouini<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Univ Rennes, INSA Rennes, CNRS, Institut FOTON – UMR 6082, F-35000 Rennes, France

gaelle.brevalle@insa-rennes.fr

### Résumé

Nous proposons un nouveau type de dispositif photonique permettant de concevoir une source laser bi-fréquence unique, combinant à la fois haute finesse spectrale, faible bruit et haute puissance, en vue de bénéficier de fréquence de battement dans le régime THz. L'originalité réside dans l'utilisation conjointe d'une architecture de type VECSEL (Vertical External Cavity Surface Emitting Laser) et d'une zone active à boites quantiques InAs/InP, présentant un gain avec un fort caractère inhomogène. Son développement s'appuie sur des caractérisations spectroscopiques (photoluminescence, saturation du gain) et structurales dont nous présentons les résultats préliminaires.

**MOTS-CLEFS :** *Bi-fréquence ; VECSEL ; BQs InAs/InP ; Spectral Hole Burning* 

## 1. INTRODUCTION

Le domaine TéraHertz (THz) est très attractif grâce à ses nombreuses applications telles que l'imagerie, la communication et la détection [1]. Néanmoins, la réalisation d'une source opérant à température ambiante dans la bande [1-10] THz compacte et accordable reste un défi pour la communauté scientifique [2]. Une alternative aux lasers à cascade quantique (QCL) consiste à exploiter le battement de fréquence entre deux lasers présentant une différence de fréquence de quelques THz, qui permet ensuite le rayonnement THz par photomélange sur des photoconducteurs ou photodiodes rapides [3]. Dans ce dernier cas, la qualité spectrale du rayonnement THz est intrinsèquement reliée à la finesse du battement, et donc à la largeur de raie spectrale et à la stabilité des deux lasers. L'utilisation de deux cavités lasers différentes ne mène pas à une onde THz purement monochromatique. Par conséquent des architectures VECSELs complexes utilisant deux modes oscillants spatialement séparés et légèrement couplés au sein de la même cavité ont été proposées [4][5][6], et ont permis la démonstration de battement de fréquence de quelques GHz, avec un élargissement spectral de 10 kHz. En plus de la complexité de ces démonstrations interdisant le recours à toute injection électrique, il s'avère difficile d'atteindre le domaine THz, la limitation principale étant liée au gain spectral des puits quantiques (PQs) ici utilisés. Les boites quantiques (BQs) ont été largement étudiées ces dernières années, et ont permis de montrer qu'elles pouvaient bénéficier d'un gain spectral large, présentant un fort caractère inhomogène par opposition aux PQs [7]. De récents travaux théoriques de L. Chusseau et al [8] ont mis en évidence que ces propriétés uniques permettaient un fonctionnement bi-fréquence cohérent au sein de la même zone active, ce qui a été très récemment démontré expérimentalement au sein de lasers conventionnels à 0.1 et 1 THz [9][2]. Nous présentons dans cet article des résultats préliminaires, en vue de réaliser des VECSELs à BQs InAs/InP émettant à 1.55 µm, pour la réalisation d'un émetteur bi-fréquence pour le THz.

## 2. CARACTERISATION STRUCTURALE ET PHOTOLUMINESCENCE

Dans l'optique de réaliser des VECSELs bi-fréquence à BQs, il est dans un premier temps essentiel de disposer d'une zone active à BQs satisfaisant un certain nombre de contraintes. Le gain des BQs doit être inhomogène, suffisant pour atteindre le régime laser en configuration VECSEL, et centré aux longueurs d'onde télécom (1.55  $\mu$ m). Il s'avère donc nécessaire d'optimiser les paramètres de croissance, afin de contrôler la densité surfacique et de limiter les effets de couplage

BQ à BQ, tout en contrôlant les longueurs d'onde d'émission. Nous contrôlons celles-ci par photoluminescence (PL), tandis que la densité surfacique est suivie par Microscopie à Force Atomique (AFM). Pour cette étude, les boites sont épitaxiées par MBE (Molecular Beam Epitaxy) avec différents paramètres de croissance : le flux d'Arsenic en sccm (Standard Cubic Centimeter per Minute) et la quantité d'InAs déposée en MonoCouche (1MC = 0.3nm). La figure 1a) représente le spectre de PL et le scan AFM pour un échantillon (1.5MC - 1 sccm). Avec ces paramètres, les boites émettent à 1530 nm et ont une densité de  $5.65 \times 10^{10}$  cm<sup>-2</sup> ; ce qui nous donne une distance moyenne entre boites de 5.95 nm. Quant à la figure 1b), il s'agit d'une synthèse des résultats pour les boites ayant pour paramètre 1.5MC : la densité de boites et la longueur d'onde centrale d'émission sont données en fonction du flux d'Arsenic. Lorsque le flux d'arsenic augmente, la longueur d'onde augmente et la densité diminue. Cette étude permettra un compromis entre les deux paramètres de croissance afin de répondre aux contraintes.



Fig. 1 : a) Spectre de Photoluminescence et image AFM (1x1 μm²) de boites pour 1.5MC et 1sccm
b) Densité de boites et longueur d'onde en fonction du flux d'Arsenic pour 1.5MC

#### 3. CARACTERISATION PAR SPECTROSCOPIE DE SATURATION : SPECTRAL HOLE BURNING

Afin de suivre l'élargissement homogène dans notre système, nous utilisons la spectroscopie de saturation, en anglais Spectral Hole Burning (SHB). Elle permet de s'affranchir de la largeur inhomogène du système due à la dispersion en taille des boites afin de retrouver la largeur homogène ; et ainsi obtenir le temps de décohérence (déphasage pur) [10]. En effet, lorsque l'on sature un ensemble inhomogène, un trou est observé dans le spectre d'absorption aux alentours de la longueur d'onde d'émission de la pompe. Ainsi, la largeur spectrale de hole burning mesurée par le laser de sonde est :

$$\Gamma_{hb} = 2\gamma = \frac{2}{T_2} \tag{1}$$

Où  $\gamma$  est la largeur homogène et  $T_2$  est le temps de décohérence. [11]

Pour réaliser le SHB, il faut deux lasers : un laser de pompe qui sature l'échantillon et un laser de sonde peu intense qui permet de récupérer le spectre d'absorption. Ce dernier doit donc être accordable. Afin de sélectionner la longueur d'onde du laser de sonde, nous utilisons un modulateur spatial de lumière (Spatial Light Modulator - SLM) calibré pour une longueur d'onde de 1550 nm (facilement modifiable) [12][13]. Ce composant permet de modifier spatialement le front d'onde d'un faisceau laser à partir d'une image monochrome. Le lien entre le niveau de gris d'un pixel du SLM et la phase imprimée au faisceau en cet endroit a fait l'objet d'une caractérisation présentée sur la figure 2b).

Dans notre expérience, représentée sur la figure 2a), le SLM est utilisé en tant que filtre accordable placé en sortie d'un monochromateur. Le spectre émis par un oscillateur paramétrique optique de largeur spectrale ~20 nm est étalé sur l'écran du SLM. Une bande autour de la longueur d'onde sélectionnée voit sa phase inchangée lors de la réflexion, retraverse le spectromètre et est envoyée sur l'échantillon. Les autres longueurs d'onde voient une phase dépendant linéairement de la position verticale – dégradé de gris sur la figure 2b). Ceci est équivalent à un miroir incliné et

permet d'enlever ces longueurs d'onde du faisceau. Nous disposons ainsi d'un laser de sonde accordable permettant de mesurer la saturation du gain et la largeur homogène des boites.



Fig. 2 : a) Schéma simplifié du Spectral Hole Burning b) Courbe de calibration du SLM pour 1550 nm et représentation de son écran : la tache rouge représente le faisceau de la sonde après son passage dans le monochromateur et la zone noire correspond à la longueur d'onde récupérée

#### CONCLUSION

Nous avons montré que l'on peut contrôler la densité des boites et leur spectre de photoluminescence. Des premières mesures de largeur spectrale seront communiquées lors de la conférence. Ce projet de recherche collaboratif international est financé par l'Agence Nationale de la Recherche, au travers du projet ANR-IDYLIC (ANR-15-CE24-0034-01).

### RÉFÉRENCES

- P. Varshney, V. Sajal, A. Upadhyay, J. A. Chakera, and R. Kumar, "Tunable terahertz radiation generation by nonlinear photomixing of cosh-Gaussian laser pulses in corrugated magnetized plasma," *Laser Part. Beams*, pp. 1–7, Mar. 2017.
- [2] K. Fedorova, A. Gorodetsky, and E. Rafailov, "Compact All-Quantum-Dot Based Tunable THz Laser Source," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. PP, no. 99, pp. 1–1, 2016.
- [3] A. K. Sokół, Ł. Piskorski, P. Śpiewak, and R. P. Sarzała, "Numerical study of VECSELs for generation of mid-infrared radiation," *Proc. SPIE 10087*, Vertical External Cavity Surface Emitting Laser (VECSELs) VII, 100870Q, 2017.
- [4] F. A. Camargo *et al.*, "Coherent Dual-Frequency Emission of a Vertical External-Cavity Semiconductor Laser at the Cesium Line," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 24, no. 14, pp. 1218–1220, Jul. 2012.
- [5] G. Baili *et al.*, "Experimental demonstration of a tunable dual-frequency semiconductor laser free of relaxation oscillations," *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 21, pp. 3421–3423, Nov. 2009.
- [6] S. De, G. Baili, M. Alouini, J.-C. Harmand, S. Bouchoule, and F. Bretenaker, "Class-A dual-frequency VECSEL at telecom wavelength," *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 19, pp. 5586–5589, Oct. 2014.
- [7] M. Sugawara, K. Mukai, Y. Nakata, H. Ishikawa, and A. Sakamoto, "Effect of homogeneous broadening of optical gain on lasing spectra in self-assembled In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs quantum dot lasers," *Phys. Rev. B*, vol. 61, no. 11, p. 7595, 2000.
- [8] L. Chusseau, F. Philippe, and F. Disanto, "Monte Carlo modeling of the dual-mode regime in quantumwell and quantum-dot semiconductor lasers," *Opt. Express*, vol. 22, no. 5, p. 5312, Mar. 2014.
- [9] K. Akahane *et al.*, "Stable Two-Mode Emission from Semiconductor Quantum Dot Laser," *Appl. Phys. Express*, vol. 6, no. 10, p. 104001, Oct. 2013.
- [10] S. D. T. Kruger, "Homogeneous Linewidth and Spectral Diffusion in Semiconductor Nanocrystals," PhD Thesis, University of Oregon, 2006.
- [11] D. T. Nguyen, "Spectroscopie optique nonlinéaire à 1,55 μm de boîtes quantiques et de nanotubes de carbone," PhD Thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2011.
- [12] A. Monmayrant, S. Weber, and B. Chatel, "A newcomer's guide to ultrashort pulse shaping and characterization," *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 43, no. 10, p. 103001, May 2010.
- [13] A. M. Weiner, "Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 71, no. 5, pp. 1929–1960, 2000.