

CONTRÔLE DES FLUCTUATIONS BASSES FRÉQUENCES DANS UN LASERÀ CASCADES QUANTIQUES SOUMISÀ DES TEMPÉRATURES CRYOGÉNIQUES

O Spitz, J. Wu, M. Carras, C W Wong, F. Grillot

▶ **To cite this version:**

O Spitz, J. Wu, M. Carras, C W Wong, F. Grillot. CONTRÔLE DES FLUCTUATIONS BASSES FRÉQUENCES DANS UN LASERÀ CASCADES QUANTIQUES SOUMISÀ DES TEMPÉRATURES CRYOGÉNIQUES. Journées Nationales d'Optique Guidée, Jul 2018, Toulouse, France. hal-02342890

HAL Id: hal-02342890

https://telecom-paris.hal.science/hal-02342890

Submitted on 1 Nov 2019

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

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

CONTRÔLE DES FLUCTUATIONS BASSES FRÉQUENCES DANS UN LASER À CASCADES QUANTIQUES SOUMIS À DES TEMPÉRATURES CRYOGÉNIQUES

O. Spitz[1,2,3], **J. Wu**[3,4], **M. Carras**[2], **C. W. Wong**[3], **F. Grillot**[1,3,5]

[1] *LTCI Télécom ParisTech, Université Paris-Saclay, 46 rue Barrault, Paris, 75013, France*
[2] *mirSense, Centre d'intégration NanoInnov, 8 avenue de la Vauve, Palaiseau, 91120, France*
[3] *Fang Lu Mesoscopic Optics & Quantum Electronics Laboratory, UCLA, Los Angeles, CA 90095, USA*
[4] *College of Electronic and Information Engineering, Southwest University, Chongqing, 400715, China*
[5] *Center for High Technology Materials, University of New-Mexico, Albuquerque, NM 87106, USA*

olivier.spitz@telecom-paristech.fr

RSUM

L'étude du rapport temps de vie des porteurs sur temps de vie des photons est déterminante pour comprendre la dynamique non-linéaire des lasers à cascades quantiques. Les expériences menées dans le cadre de cette étude montre l'influence de la température sur ce rapport et les conséquences sur le domaine chaotique du laser moyen-infrarouge étudié.

MOTS-CLEFS : *lasers à cascades quantiques, moyen-infrarouge, contre-réaction optique, dynamique non-linéaire*

1. INTRODUCTION

Les lasers à cascades quantiques (LCQs), dont la preuve théorique a été apportée dans les années 1970 [1] avant d'être expérimentalement concrétisée en 1994 [2], sont des sources lasers à semiconducteurs qui émettent grace aux transistions intersousbandes. La grande variété de longueurs d'ondes accessibles aux LCQs, de quelques microns à quelques centaines de microns [3], leur permet d'être des sources privilégiées dans des applications de spectroscopie de gaz, de contremesures optiques, de communications en espace libre dans les fenêtres de transparence de l'atmosphère, ou bien encore dans le cas des LIDAR chaotiques [4]. La particularité de ces lasers étant de combiner un spectre optique étroit avec de fortes puissances d'émission et une large bande passante de modulation. Les différentes études théoriques montrent que les LCQs sont plus stables que les émetteurs interbandes lorsqu'ils sont soumis à de la contre-réaction optique externe mais peu de parrallèles expérimentaux ont été réalisés jusque-là. Dans le cas des diodes lasers, la réinjection d'une infime partie du signal, notamment en plaçant un miroir face à la facette d'émission, suffit à déstabiliser le laser et à provoquer des oscillations chaotiques [5]. Contrairement aux diodes lasers dont le rapport temps de vie des porteurs sur temps de vie des photons est de l'ordre de mille, les LCQs ne sont pas le siège d'oscillations de relaxations [6] et leur rapport temps de vie des porteurs sur temps de vie des photons est de l'ordre de 0,1. Des travaux récents ont mis en avant l'apparition de phénomènes chaotiques dans les LCQs soumis à une contre-réaction optique externe [7]. Une augmentation progressive de cette contre-réaction permet d'atteindre une bifurcation de Hopf où la période prédominante est celle de la cavité externe, puis un régime où les fluctuations basses fréquences prédominent. Cette étude explore plus en détails les paramètres qui permettent de contrôler l'étendue de la zone chaotique. En particulier, l'évolution du rapport temps de vie des porteurs sur temps de vie des photons est étudié et confonté aux résultats expérimentaux pour trois températures : 77 K, 170 K et 290 K. Les résultats qui en découlent permettent d'entrevoir les possibilité offerte par les LCQs en terme de transmission chaotique sécurisées dans le moyen-infrarouge.

2. MISE EN ŒUVRE EXPÉRIMENTALE

Le LCQ étudié est un laser monomode (DFB) composé de trente périodes d'AlInAs/GaInAs déposées sur un substrat en InP, d'après une méthode inspirée de [8]. Le fait d'alimenter le laser avec un signal quasi-continu conduit à une forte production de chaleur par effet Joule qui nécessite que la



FIGURE 1 : Montage expérimental permettant conjointement d'appliquer une contre-réaction optique et d'analyser le signal (a) ; laser à cascades quantiques soudé à l'or-étain sur une embase et équipé de fils d'or pour l'alimentation (b) ; caractéristiques courant-tension et puissance-tension du laser lorsqu'il est alimenté à température ambiante et avec un rapport cyclique de 3% (c). L'insert montre le spectre du LCQ.

structure soit enterrée afin d'optimiser la dissipation thermique. La figure 1c) montre la caractéristique courant-tension du laser étudié lorsque celui-ci est alimenté avec un pulse de 300 ns à un taux de répétition de 100 kHz, soit un taux cyclique de 3%. Le courant de seuil est de 590 mA à 290 K. Le spectre optique de ce laser est strictement monomode, comme présenté en insert de la figure 1c), et la fréquence émise est de 5.63 μm. Les différents éléments du dispositif expérimental sont détaillés en figure 1a). Ce dernier est composé de deux voies séparées par une lame semi-réfléchissante : l'une d'entre elles permet de contrôler la contre-réaction optique externe grâce à un miroir plaqué or et un polariseur, l'autre permet de détecter le signal grâce à un détecteur MCT (mercure-cadmium-tellure) relié à un oscilloscope rapide via un amplificateur à faible bruit ZFLN-1000 de Mini-Circuits. Le miroir est placé sur un rail afin d'être déplacé de manière précise et les distances de cavité externe s'échelonnent entre 30 cm et 60 cm, ce qui conduit à une fréquence de cavité externe comprise entre 250 MHz et 500 MHz, soit la limite de bande passante de l'oscilloscope Tektronix DPO 4054. Le faisceau du laser à cascades quantiques est focalisé grâce à une lentille située entre le laser et la lame semi réfléchissante 60/40. Le degré d'injection f est le rapport entre la puissance réfléchie par le miroir qui vient se coupler dans la cavité laser et la puissance totale émise par le LCQ. Ce rapport peut être contrôlé grâce au polariseur puisque la lumière infrarouge émise par le LCQ est polarisée de maniere transverse magnétique.

3. RÉSULTATS

La figure 2a) montre l'évolution du temps de vie du niveau supérieur en fonction de la température. Ces résultats ont été obtenus à l'aide du logiciel de simulation METIS, développé à Thales 3-5 Lab et dont les prédictions se sont avérées être en accord avec les résultats expérimentaux [9]. Ce logiciel de simulation repose sur les équations de Boltzmann mais d'autres simulations, fondées sur un modèle utilisant les matices densités, ont également montré la diminution du temps de vie de l'état supérieur avec la température, dans des proportions similaires à celles présentées ici [10]. La figure 2b) montre la dynamique temporelle du laser pour différents taux de contre-réaction optique à 77 K. Des oscillations commencent à apparaître pour des valeurs de contre-réaction optique égales à 0.0003, puis les fluctuations basses fréquences font leur apparition lorsque le taux de contre-réaction optique dépasse 0.0046. Finalement, pour les plus hauts taux de contre-réaction, supérieurs à 0.0298, les traces temporelles présentent à la fois des fluctuations basses fréquences et une modulation d'intensité. Ces résultats sont en accord avec nos précédentes observations [7]. De plus, cette étude montre également l'influence de la température sur la dynamique non-linéaire du LCQ. En effet, les fluctuations basses fréquences apparaissent pour f = 0.0046 à 77 K alors qu'elles apparaissent pour f = 0.0085 à 170 K et f = 0.0199 à 290 K, comme montré sur la figure 2a). Il est par conséquent possible de contrôler l'étalement de la zone chaotique du LCQ en ralentissant les porteurs.

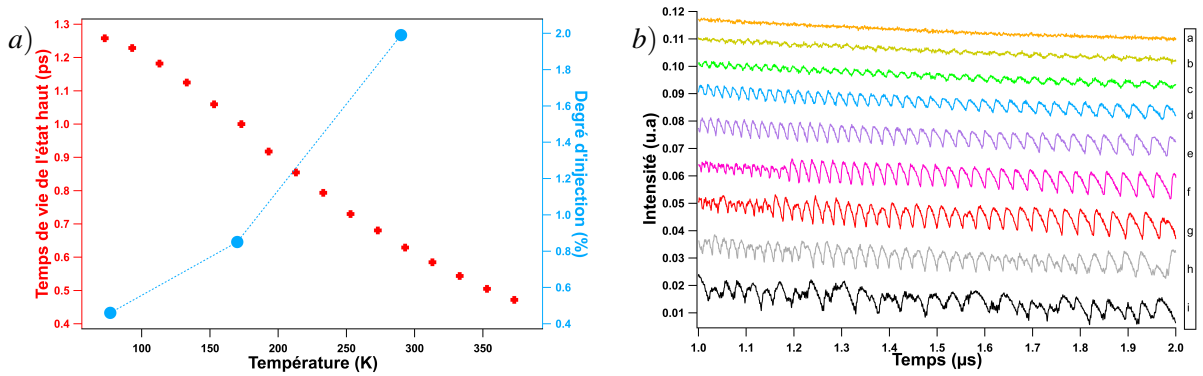


FIGURE 2 : Évolution avec la température du temps de vie de l'état haut et du taux de contre-réaction optique minimum conduisant à des fluctuations basses fréquences (a), la ligne en pointillées n'a pas vocation à représenter les valeurs intermédiaires ; traces temporelles expérimentales (b) dans le cas où le LCQ est à 77 K. a) $f = 0$. b) $f = 0.0003$. c) $f = 0.0008$. d) $f = 0.0046$. e) $f = 0.0141$. f) $f = 0.0213$. g) $f = 0.0298$. h) $f = 0.0393$. i) $f = 0.089$.

CONCLUSION

Ce travail expérimental montre l'apparition des principaux régimes chaotiques dans un LCQ soumis à une contre-réaction optique externe ainsi que le processus de bifurcation faisant passer le laser de l'état stable aux fluctuations basses fréquences. Nous montrons également, grâce aux résultats expérimentaux et aux simulations, que le régime chaotique est plus soutenu à 77 K grâce à une augmentation de 100 % du temps de vie de l'état haut entre 290 K et 77 K. Ainsi, le laser entre dans une configuration chaotique pour des degrés d'injection plus faibles. Ces travaux sont capitaux pour comprendre la physique des LCQs et notamment leur émission chaotique afin de pouvoir les utiliser à terme pour réaliser des communications atmosphériques sécurisées.

REMERCIEMENTS

Ce travail est soutenu par la Direction Générale de l'Armement (DGA) et l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) via le programme ASTRID Maturation ANR-17-ASMA-0006. Les auteurs souhaitent également remercier Virginie Trinité pour ses conseils sur le logiciel METIS.

RÉFÉRENCES

[1] R. F. Kazarinov et al., "Possibility of amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with superlattice," Sov. Phys. Semicond., 5(4), 707-709 (1971).

[2] J. Faist et al., "Quantum Cascade Laser," Science, 264(5158), 553-556 (1994).

[3] F. Capasso, "High-Performance Midinfrared Quantum Cascade Lasers," Opt. Eng 49 (11) 111102 (2010).

[4] F. Y. Lin et al., "Chaotic lidar," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 10, 991 (2004).

[5] R. W. Tkach et al., "Regimes of feedback effects in 1.5 μm distributed feedback lasers," J. Lightwave Technol. 4, 1655 (1986).

[6] Y. Petitjean et al., "Dynamic modeling of Terahertz Quantum cascade lasers," J. Select. Topics in Quant. Electr. 17, 22-29 (2011).

[7] L. Jumpertz et al., "Chaotic light at mid-infrared wavelength," Light : Science and Applications 5, e16088 (2016).

[8] M. Carras et al., "Room-temperature continuous-wave metal grating distributed feedback quantum cascade lasers," Appl. Phys. Lett. 96 : 161105 (2010).

[9] V. Trinité et al., "Modelling of electronic transport in Quantum Well Infrared Photodetectors," Infrared Physics and Technology, 54, 204208 (2011)

[10] M. A. Talukder et al., "Temperature-dependent coherent carrier transport in quantum cascade lasers," New Journal of Physics, 13, 083027 (2011)