

**Laser à cavité externe accordable sur 174 nm  
intégrant une puce à boîtes quantiques**  
*External cavity laser with 174 nm tuning range  
integrating a quantum dot gain chip*

---

*Jannik F. Ehlert<sup>1</sup>, Alain Mugnier<sup>2</sup>, Frédéric Grillo<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>*EXFO Optics, 4 rue Louis de Broglie, 22300 Lannion, France et GTO Télécommunications Optiques, Télécom Paris, Institut Polytechnique de Paris, 91120 Palaiseau, France, jannik.ehlert@exfo.com*

<sup>2</sup>*EXFO Optics, 4 rue Louis de Broglie, 22300 Lannion, France, alain.mugnier@exfo.com*

<sup>3</sup>*GTO Télécommunications Optiques, Télécom Paris, Institut Polytechnique de Paris, 91120 Palaiseau, France et Center for High Technology Materials, University of New Mexico, NM87106, USA, grillo@telecom-paris.fr*

---

*Mots clés : laser à cavité externe, intégration expérimentale, puce à semi-conducteur, boîtes quantiques*  
*Key words: external cavity laser, experimental integration, semiconductor gain chip, quantum dots*

---

## **Résumé**

Nous avons intégré une puce à gain à boîtes quantiques dans une configuration de laser accordable à cavité externe, un laser couramment utilisé pour les tests de composants optiques passifs. Dans cette contribution, nous montrons le processus d'intégration d'une puce à boîtes quantiques dans un laser accordable et sa caractérisation expérimentale. Une accordabilité de 174 nm a été réalisée, incluant la bande O de télécommunication et des longueurs d'onde plus basses. Nous présentons d'abord en détail la mise en forme du faisceau lumineux hautement dissymétrique issu de la puce et la structure de la cavité externe à double filtrage. Ensuite, les performances du laser sont présentées sur la base des deux niveaux d'effet laser des boîtes quantiques (état fondamental et état excité) et les implications que cela a sur le courant de seuil, la plage d'accordabilité en longueur d'onde et la puissance de sortie. En outre, le bruit d'intensité a été mesuré.

## **Abstract**

We have integrated a quantum dot gain chip in an external cavity tunable laser setup, a laser commonly used for passive optical component testing. In this contribution, we show the integration process of a quantum dot gain chip into a tunable laser and its experimental characterization. A tunability of 174 nm has been achieved including the telecommunication O-band and lower wavelengths. First, we present in detail the beam shaping of a highly dissymmetric light beam and the double filtering external cavity structure. Second, the laser performances are presented based on two quantum dot lasing levels (ground state and excited state) and what implications this has on the threshold current, the wavelength tunability range, and the output power. Furthermore, the intensity noise has been measured.

## **1 Introduction**

Les sources laser largement accordables sont très utiles pour beaucoup d'applications telles que la spectroscopie ou la caractérisation des composants passifs [1]. Les diodes laser à cavité externe constituent une solution de choix pour ces sources laser. Dans ce cas, le laser accordable comprend une puce à semi-conducteur et une cavité externe qui produit un retour optique filtré spectralement. Au voisinage de la bande O de télécommunication optique, la plage spectrale maximale d'un tel laser commercialisé aujourd'hui s'étend de 1240 à 1380 nm avec une puissance typique de 10 mW pour la bande O (1260 – 1360 nm) [2].

De nombreuses études ont démontré la supériorité d'un laser solitaire à boîtes quantiques par rapport à un laser à puits quantiques concernant plusieurs caractéristiques [3]. Dans l'objectif d'élargir la bande d'accordabilité dans cette bande spectrale et d'augmenter la puissance émise, nous avons opté pour l'intégration d'une nouvelle technologie pour la zone active, celle des boîtes quantiques.

Pour un tel laser accordable, la facette arrière de la puce de gain est complètement réfléchissante tandis que l'autre possède un traitement antireflet combiné à une courbure du guide d'onde en son extrémité, ce qui permet d'empêcher l'émission laser en l'absence de retour optique. Un laser peut alors être créé en ajoutant une cavité externe de quelques centimètres de longueur qui permet de réaliser un retour optique filtré spectralement et recouplé dans ce guide d'onde.

## 2 Intégration d'une puce à boîtes quantiques dans une cavité externe

### 2.1 Choix d'une puce à boîte quantique

Même si dans les années 2000 un projet de recherche au niveau européen sur les sources semi-conductrices pour les lasers accordables a été mené [4], 15 ans après, il n'y a pas à notre connaissance ce type des puces à boîtes quantiques disponibles sur le marché émettant dans la bande C de télécommunication optique. De ce fait, nous avons choisi une puce<sup>1</sup> qui couvre la majorité de la bande O et qui permet aussi une émission à des longueurs d'onde voisines plus basses. Deux photos de cette puce montée sur une base AlN sont présentées à la figure 1.

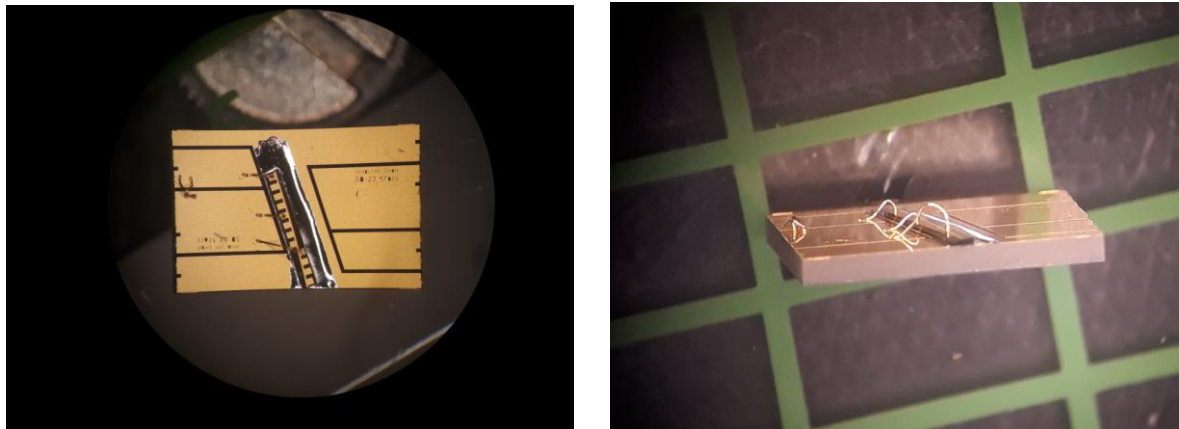


Figure 1 : Deux photos de la même puce à boîtes quantiques sur une embase AlN (vue de dessus à gauche, vue de devant à droite).

### 2.2 Spectre d'émission de la puce

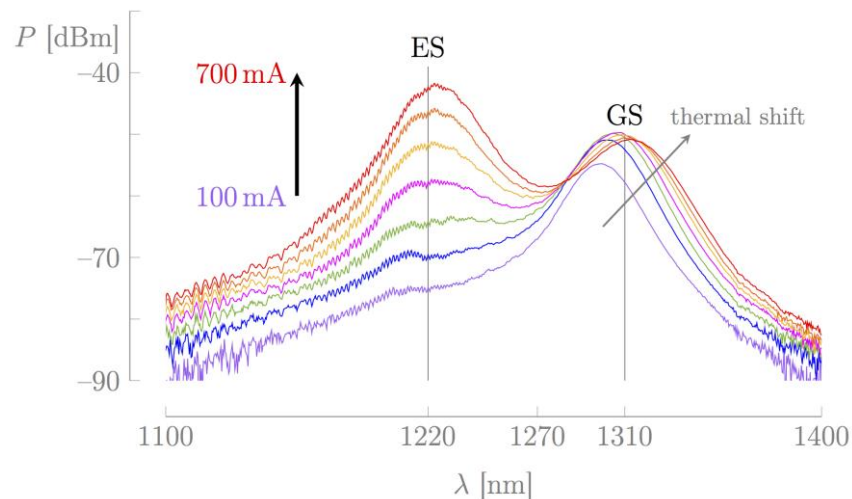


Figure 2 : Spectres d'émission spontanée de la puce en fonction du courant.

Grâce à deux niveaux d'émission dans la puce à boîtes quantiques, celle-ci émet de la lumière sur une large bande en longueur d'onde en mode d'émission spontanée amplifiée (ASE). La figure 2 montre le spectre d'ASE

<sup>1</sup> Puce du fournisseur *Innolume* GmbH, Allemagne, avec une plage en longueurs d'onde centrée à 1270 nm, référence GC-1270-130-CoC-200-B.

mesuré en sortie de puce en fonction du courant appliqué. Le signal optique a été capté par une fibre monomode située à une distance de 2 mm de la face de sortie et mesuré avec une résolution spectrale de 2 nm. L'émission typique pour des sources à boîtes quantiques consiste en l'état fondamental (GS, *ground state*) à bas courant, à laquelle s'ajoute l'émission de l'état excité (ES, *excited state*) à fort courant. En augmentant le courant, il est attendu qu'on observe un décalage thermique vers le rouge pour l'état fondamental comme indiqué sur la figure 2 [5].

### 2.3 Collimation du faisceau et montage de la cavité externe

La configuration Littman-Metcalf est une configuration établie pour les lasers accordables et elle est utilisée pour le laser accordable EXFO T100S-HP, produit commercial intégrant une puce semiconductrice à puits quantiques [1, 2, 6, 7]. Dans le but de pouvoir comparer au mieux notre nouveau laser comprenant la puce à boîtes quantiques à ce précédent laser, nous avons gardé le plus possible les composants optiques dans la cavité.

La cavité nécessite un faisceau collimaté relativement circulaire, un système spécifique de mise en forme du faisceau a donc été conçu. La puce semi-conductrice à boîtes quantiques utilisée présente une forte anisotropie de divergence du faisceau émis. La solution retenue de mise en forme utilise deux lentilles acylindriques réalisant la collimation pour chacun des deux plans transverses, respectivement parallèle et perpendiculaire à la jonction *pn* de la puce. Avec des lentilles standard disponibles, une simulation de propagation réalisée avec le logiciel OpticStudio prévoit une valeur optimale de transmission de 73% lors du recouplage avec le guide après un aller-retour dans la cavité (figure 3).

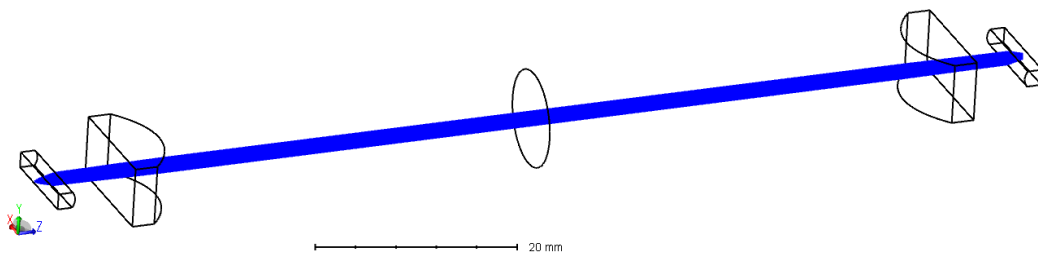


Figure 3 : Simulation du système de collimation et recouplage avec le logiciel OpticStudio de Zemax

Dans un premier temps, les lentilles de ce système de mise en forme du faisceau ont été alignées dans les six degrés de liberté (trois en translation, trois en rotation) afin de collimater le faisceau au mieux en mode ASE, c'est-à-dire sans retour optique. Ensuite, les composants optiques de la cavité (séparateur de faisceau, réseau de diffraction et miroir tournant) ont été placés pour former la cavité externe. Un schéma de principe de cette cavité est présenté à la figure 4.

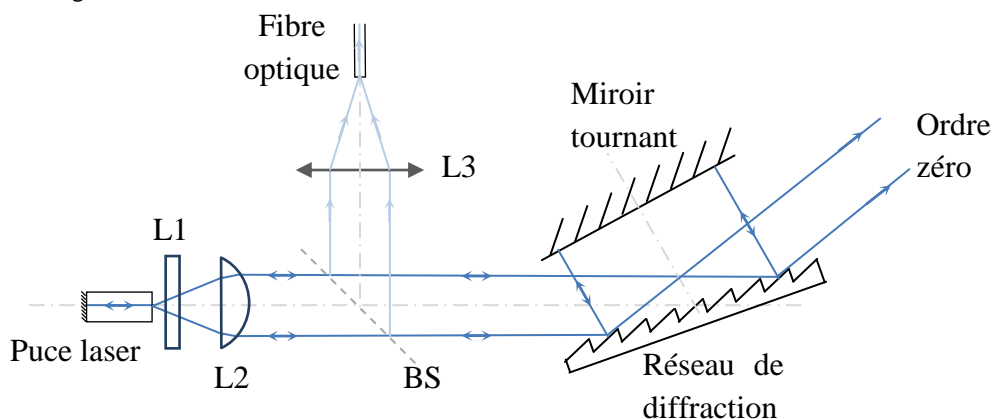


Figure 4 : Schéma de principe du laser accordable réalisant incluant les lentilles de collimation L1 et L2, le système d'extraction de la puissance BS, la lentille L3 de couplage dans la fibre.

La fonction de filtrage spectral de la cavité dépend des conditions de fonctionnement du réseau de diffraction et de la taille du faisceau collimaté incident. Dans une configuration Littman-Metcalf et en supposant un profil de

faisceau gaussien dans le plan de dispersion, le coefficient de recouplage normalisé  $C$  avec le guide après un aller-retour de la cavité est donné par l'équation suivante en fonction du désaccord en longueur d'onde  $\delta\lambda$  par rapport à la longueur d'onde de recouplage optimal [8]

$$C(\delta\lambda) = e^{-\left(\frac{2f_h \delta\lambda}{w_{0h} \Lambda \cos\theta_i}\right)^2} \quad (1)$$

où  $f_h$  = longueur focale de la lentille L2 de collimation utilisée dans le plan horizontal  
 $w_{0h}$  = rayon de faisceau au niveau de la puce dans le plan horizontal  
 $\Lambda$  = pas du réseau de diffraction  
 $\theta_i$  = angle d'incidence sur le réseau de diffraction

Pour le montage réalisé, la largeur à mi-hauteur de cette fonction de filtrage est évaluée à 109 pm à la longueur centrale de la bande d'accordabilité (1260 nm). Cette valeur est à mettre en regard avec l'intervalle spectral libre (ISL) de la cavité égal à 15,4 pm pour cette même longueur d'onde.

Dans ces conditions, nous avons démontré expérimentalement la pertinence du mécanisme d'accordabilité intégrant la puce à boîtes quantiques.

### 3 Caractérisation du laser accordable à cavité externe

Intégrée dans notre cavité externe et avec un faisceau collimaté, le comportement spectral de l'ASE de la puce à boîtes quantiques avec ses deux niveaux d'émission (GS et ES) se retrouve dans l'évolution de la puissance maximale émise en espace libre en sortie de la cavité laser ainsi que dans celle du courant de seuil en fonction de la longueur d'onde émise (figure 5). La plage d'accordabilité maximale du laser couvre 174 nm (1176 nm – 1350 nm) et la puissance de sortie en espace libre excède 49 mW sur 160 nm (de 1180 nm à 1340 nm) avec une valeur maximale de 113 mW obtenue à 1220 nm. Même avec un courant de seuil assez élevé, nous avons pu obtenir une accordabilité jusqu'à 1180 nm ce qui est 20 nm plus bas en longueur d'onde que précisé dans les spécifications de la puce par le fournisseur.

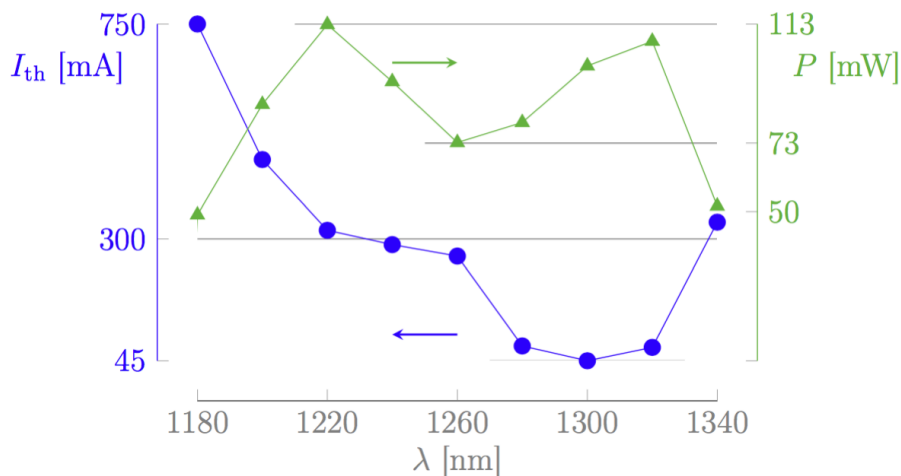


Figure 5 : Evolution spectrale du courant de seuil (cercles bleus) et de la puissance laser en espace libre à  $I = 800$  mA (triangles verts).

Pour la première lentille L1 des deux lentilles acylindriques qui permet de collimater le faisceau dans le plan vertical, nous avons testé deux composants issus de fournisseurs différents, une lentille du fournisseur *Doric Lenses Inc.* et une seconde fabriquée par *LIMO GmbH*. Alors que les résultats de simulation indiquent un recouplage du retour optique dans le guide d'onde légèrement meilleur avec la lentille de *Doric*, expérimentalement, elle permet d'obtenir une puissance maximale de 82 mW en sortie en espace libre, ce qui est seulement 76 % de la puissance maximale (108 mW) atteinte avec la lentille du fournisseur *LIMO* pour la même longueur d'onde du laser à 1300 nm. Nous attribuons cette différence à l'absence de traitement anti-reflet pour la lentille *Doric*. La figure 6 montre l'évolution de la puissance de sortie en fonction du courant pour ces deux lentilles où la courbe verte est celle obtenue avec la lentille *Doric* et la bleue avec la lentille *LIMO*.

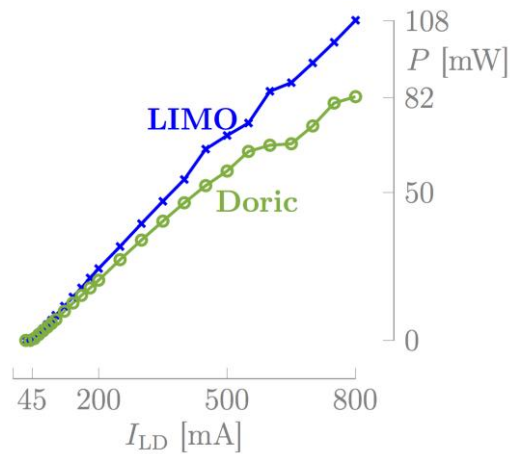


Figure 6 : Caractéristique puissance-courant du laser avec une première lentille de collimation sans traitement anti-reflet (courbe verte) et avec (courbe bleue).

Alors qu'une accordabilité large bande à forte puissance a été démontrée auparavant pour un laser à cavité externe comprenant une structure à boîtes quantiques [9], la puce utilisée ici a permis d'aller plus loin dans la bande O. La figure 7 montre des spectre optiques complets où le laser a été accordé tous les 20 nm. Le signal a été capté avec un collimateur fibré placé sur l'ordre zéro du réseau de diffraction. Le spectre obtenu pour une émission laser à 1180 nm (courbe violette) présente un niveau significatif d'ASE, particulièrement autour de 1220 nm.

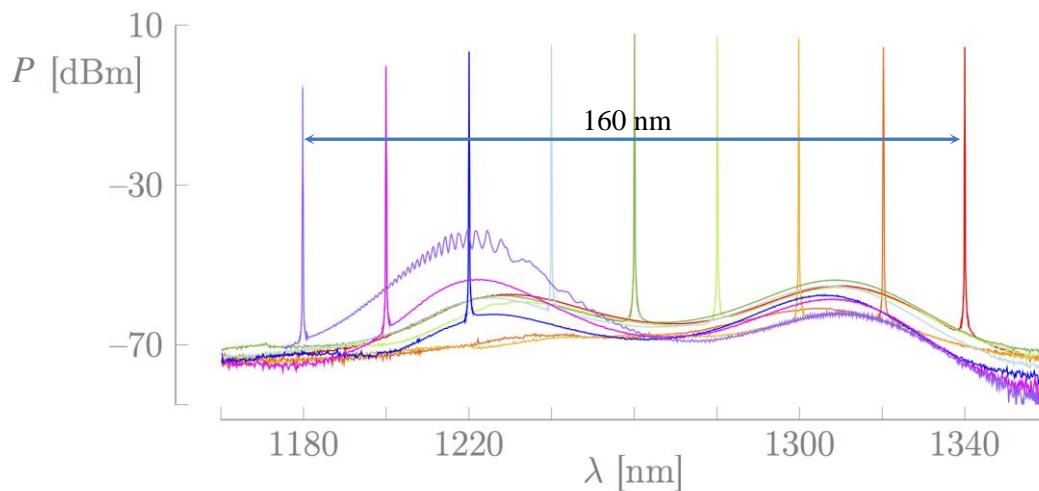


Figure 7 : Spectres d'émission du laser mesurés sur l'ordre zéro du réseau de diffraction

#### 4 Mesures de bruit

Ce laser a également l'avantage d'avoir une sortie fibrée permettant grâce à la dispersion angulaire induite par le double passage sur le réseau de diffraction de filtrer efficacement le bruit optique associé à l'émission spontanée du laser. Ce résultat est mis en évidence par la figure 8 : La courbe bleue est le spectre optique normalisé capté par un collimateur à l'ordre zéro du réseau de diffraction tandis que la courbe verte est ce spectre normalisé mesuré sur la sortie principale après couplage dans une fibre optique monomode avec la lentille L3 (sortie fibre du laser). Le ratio entre le signal et l'émission spontanée de la source (STSSER, *Signal to Total Source Spontaneous Emission Ratio*) est déjà relativement bas pour la sortie associée à l'ordre zéro et s'élève à 0,09 %. Le STSSER est nettement amélioré après avoir été filtré spectralement par la sortie fibrée et s'élève à 0,0049 %. Pour une résolution de mesure de 20 pm, ce filtrage permet d'atteindre pour un écart de 3 nm environ à la longueur d'onde laser une différence de niveau supérieure à 80 dB de différence entre le signal laser et l'émission spontanée résiduelle.

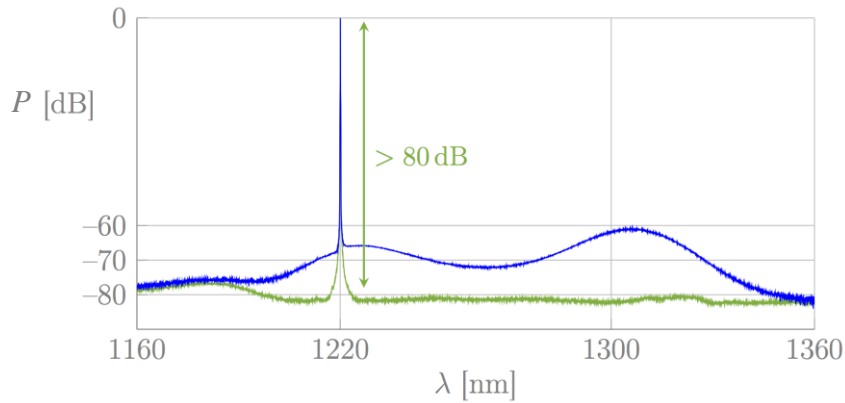


Figure 8 : Spectres optiques normalisés mesurés sur la sortie associée à l'ordre 0 (courbe bleue) et sur la sortie fibre (courbe verte) pour une émission laser à 1220 nm.

Nous avons par ailleurs investigué le bruit d'intensité de ce nouveau laser accordable. Les principales contributions sont celles associées aux battements du mode principal avec les modes latéraux du laser. Le niveau de ces pics de battement est minimisé en optimisant la position spectrale du mode laser par rapport à la fonction de filtrage de la cavité. La figure 9 montre le bruit d'intensité relatif (RIN) de ce laser à 1300 nm pour un courant de  $1,11 \times I_{th} = 50$  mA ce qui est comparable à une étude précédente de Detoma *et al.* [10]. Le RIN a été mesuré avec un analyseur de spectre électrique allant jusqu'à 26,5 GHz (Rohde & Schwarz FSW26) et une photodiode présentant une bande passante de 10 GHz (Discovery Semiconductors DSC-R402) à -3 dB. Le premier pic du spectre de bruit d'intensité correspond au battement entre le mode principal du laser et les deux premiers modes latéraux situés de part et d'autre, sa fréquence est égale à l'ISL de la cavité, soit 2,8 GHz dans ce cas. Deux autres pics peuvent être identifiés dans notre bande passante de détection, respectivement à 5,56 GHz et 8,28 GHz, ces fréquences correspondent à des harmoniques de celle du premier pic et résultent principalement du battement du mode principal avec les modes latéraux d'ordre supérieur (situés respectivement à  $\pm 2$  ISL et  $\pm 3$  ISL). La structure fine de double pic observée en particulier sur le premier pic de battement est due aux fréquences d'oscillation petit signal [10].

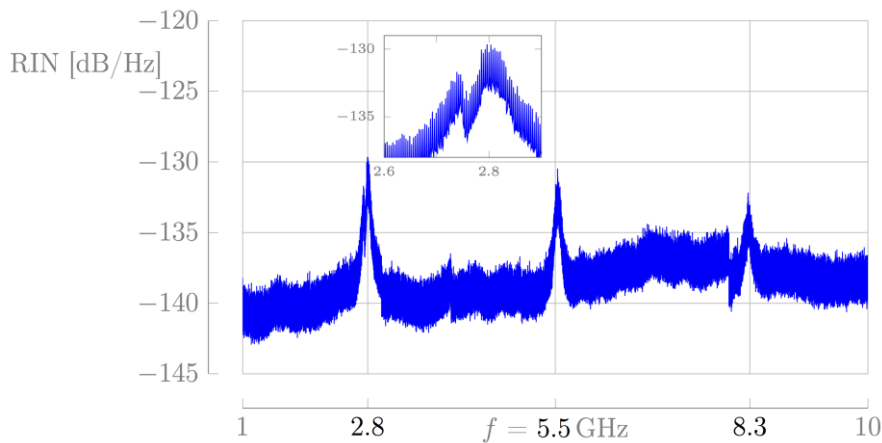


Figure 9 : RIN à 1300 nm et  $1,11 \times I_{th}$

## 5 Conclusions et perspectives

Pour la première fois, un laser continûment et largement accordable couvrant la plupart de la bande O de télécommunication optique a été démontré avec une puce à boîtes quantiques. Une plage d'accordabilité de 174 nm (1176 nm–1350 nm) a été obtenue. La configuration Littman-Metcalf de ce laser accordable inclut un système de filtrage spectral permettant d'obtenir un très faible niveau d'émission spontanée sur une sortie fibrée. Grâce aux deux niveaux confinés des boîtes quantiques, une large bande d'accordabilité a été obtenue à fort courant (800 mA). Avec une telle configuration, il est possible d'envisager une accordabilité continue sans saut de mode sur toute la plage en ajustant la position de l'axe de rotation du miroir. En améliorant le système de mise en forme du faisceau, les pertes intracavité pourraient être réduites pour extraire davantage de puissance.

## Références bibliographiques

- [1] B. Mroziwicz, *Opto-Electron. Rev.*, 16(4), p. 347, 2008.
- [2] EXFO Inc., “Fiche technique T100S-HP”, 2020.
- [3] C. Shang *et al.*, *ACS Photonics*, 8(9), p. 2555, 2021.
- [4] CORDIS European Commission project BIGBAND, 2005.
- [5] Z. Bakonyi *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron.*, 39(11), p. 1409, 2003.
- [6] K. Liu et M.G. Littmann, *Opt. Letters*, 6(3), p. 117, 1981.
- [7] C. Ye, *Tunable External Cavity Diode Lasers*, World Scientific, 2004.
- [8] A. Godard, thèse de doctorat, Université Paris Sud, 2003.
- [9] K. Fedorova *et al.*, *Opt. Express*, 18(18), p. 19438, 2010.
- [10] E. Detoma *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron.*, 41(2), p. 171, 2005.