## ETUDE DU RENDEMENT DE CONVERSION NONLINEAIRE DANS UN OSCILLATEUR INAS/INP A NANOSTRUCTURES QUANTIQUES EMETTANT A 1550 nm

H. Huang<sup>1</sup>, K. Schires<sup>1</sup>, P. Poole<sup>2</sup>, D. Erasme<sup>1</sup>, R. Gabet<sup>1</sup>, B. Lingnau<sup>3</sup>, K. Lüdge<sup>3</sup> et F. Grillot<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Télécom ParisTech, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, CNRS LTCI, 46 rue Barrault, 75634 Paris Cedex 13, France <sup>2</sup>NRC Canada, 1200 Montreal Road, Building M-50, Room 162, Ottawa, Canada <sup>3</sup>Institut für Theoretische Physik, Technische Universität Berlin, D-10623 Berlin, Germany

heming.huang@telecom-paristech.fr

#### Résumé

Le travail proposé consiste en une étude expérimentale du mélange à quatre ondes dans un oscillateur Fabry-Perot (FP) à nanostructures quantiques opérant sous injection optique. Les résultats montrent que le laser verrouillé génère du mélange d'onde avec des désaccords de l'ordre du THz, plus larges que ceux obtenus avec un amplificateur optique similaire. L'étude révèle en sus de nombreuses informations sur la dynamique des porteurs dans un milieu actif à nanostructures quantiques.

**MOTS-CLEFS :** *laser à nanostructures quantiques, mélange à quatre ondes, injection optique.* 

### **1. INTRODUCTION**

Le mélange à quatre ondes est un effet non-linéaire piloté par la susceptibilité diélectrique du troisième ordre ( $\chi^{(3)}$ ). Ce processus d'interaction est abondamment utilisé dans les milieux semiconducteurs pour produire de la conversion de fréquence en vue d'applications aux systèmes multiplexés en longueur d'onde voire pour générer des signaux auto-pulsants à forte cadence par verrouillage de modes passif [1,2]. Dans les semi-conducteurs, le mélange à quatre ondes se compose d'une part des effets interbandes dont la fréquence de coupure est de l'ordre du GHz, et d'autre part des effets intrabandes (Spectral Hole Burning et Carrier Heating) dont la fréquence de coupure est de l'ordre du THz. Grâce à une dynamique des porteurs ultra-rapide, un fort élargissement inhomogène du gain et une valeur de  $\chi^{(3)}$  plus importante [3,4], les lasers à nanostructures quantiques sont des candidats idéaux pour exalter de telles non-linéarités. Bien que la quasi-totalité des résultats publiés aient été obtenus sur des amplificateurs optiques, l'utilisation de diodes lasers peut conduire, sous certaines conditions, à une régénération du signal converti ainsi qu'à un meilleur rapport signal à bruit via la réduction du bruit d'émission spontanée amplifié. Dans le régime de verrouillage, le rendement de conversion normalisé (RCN) varie de -25 dB à -60 dB pour une plage de désaccord en fréquence comprise entre quelques dizaines de GHz et quelques THz. Les résultats montrent que le verrouillage d'un laser InAs/InP FP à nanostructures quantiques et émettant à 1550 nm génère du mélange d'onde avec des désaccords beaucoup plus larges que ceux obtenus avec un amplificateur optique similaire. L'étude révèle en sus de nombreuses informations sur la dynamique des porteurs dans un milieu actif à nanostructures quantiques.

# 2. DESCRIPTION DU LASER ET DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

La zone active du laser FP étudié est constituée par un empilement de cinq plans de boîtes quantiques InAs. La croissance des nanostructures est réalisée par épitaxie par faisceaux chimiques CBE (*Chemical Beam Epitaxy*) sur substrat InP. La cavité optique possède une longueur de 1 mm et une largeur de 3  $\mu$ m. Le courant de seuil du laser est I<sub>th</sub>=39 mA à une température de 20°C. La figure 1a) présente l'évolution du gain modal (gain net) en fonction de la longueur d'onde. Au seuil, une valeur de 11 cm<sup>-1</sup> est obtenue. Le facteur de couplage phase-amplitude (facteur  $\alpha$ ) du laser est ensuite extrait en prenant en compte les variations de gain et de longueur d'onde de chaque mode

FP [5]. La figure 1b) présente l'évolution du facteur  $\alpha$  (avec correction thermique) en fonction de la longueur d'onde. Les valeurs mesurées sont comprises entre 0,7 et 2 avec une valeur de 1,2 au pic de gain.



Figure 1. a) Evolution du spectre de gain en fonction du courant de pompe ; b) Facteur de couplage phaseamplitude  $\alpha$  en fonction de la longueur d'onde

La figure 2a) présente le montage expérimental utilisé. La lumière issue de deux lasers accordables est injectée dans le laser FP esclave *via* un coupleur 80/20 et un circulateur. Le premier laser accordable est utilisé comme laser maître pour verrouiller l'un des modes longitudinaux du FP. Les mesures sont effectuées à 20°C en polarisant le laser esclave à  $2.5 \times I_{th}$ . La figure 2b) montre une superposition des spectres optiques du FP solitaire (sans injection optique) et verrouillé. Le second laser accordable est utilisé comme sonde pour produire le battement avec le mode FP verrouillé. La puissance optique arrivant sur la facette du FP est de 400  $\mu$ W. Le désaccord entre la sonde et l'esclave est défini comme la différence entre la fréquence du laser sonde et celle du mode FP verrouillé. Un désaccord positif (resp. négatif) donne donc lieu à un signal converti de fréquence inférieure (resp. supérieure) à celle de la sonde. Enfin, pour conserver une polarisation identique à celle du FP solitaire, la polarisation de chaque laser accordable est contrôlée à l'aide de boucles de Lefèvre. La lumière issue de la sonde et du maître est injectée dans le FP *via* une fibre lentillée. La même fibre est ensuite utilisée pour collecter la lumière émise par le FP. Son spectre est mesuré avec un analyseur de spectre optique (ASO) Advantest Q8384 (résolution 10 pm).



Figure 2. a) Schéma du montage expérimental ; b) Spectre du laser avant (bleu) et après le verrouillage optique (rouge) à 20°C pour un courant de pompe de 98 mA.

## 3. ETUDE DU RENDEMENT DE CONVERSION

En échelle linéaire, le rendement de conversion, exprimé en mW<sup>-2</sup>, est défini par la relation [6]:

$$\eta = \frac{P_{signal\ converti}}{P_{pompe}^2 P_{signal}}$$

Les puissances des différents signaux correspondent à celles obtenues après propagation dans le milieu actif. Ainsi, expérimentalement, ces puissances doivent être mesurées à l'aide du spectre optique du laser esclave, et correspondent dans cet article aux puissances pic des signaux. Les pertes optiques entre la facette du laser et l'ASO ont été prises en compte dans la mesure des différentes

puissances afin de ne pas surestimer les valeurs du RCN. La Figure 3a) présente un spectre du mélange d'onde pour un désaccord de 97 GHz. Le signal converti est visible à la droite du mode FP verrouillé, avec un RCN de -25 dB. La figure 3b) représente l'évolution du RCN pour les conversions de fréquence supérieure et inférieure. Afin de vérifier la reproductibilité du mélange à quatre ondes et la stabilité temporelle du dispositif, plusieurs séries de mesures ont été effectuées.



Figure 3. a) Spectre du mélange à quatre ondes pour un désaccord de + 97 GHz ; b) Rendement de conversion normalisé en fonction du désaccord de fréquence.

La faible asymétrie du RCN entre les conversions supérieures et inférieures s'explique en partie par la faible valeur du couplage phase-amplitude [7]. Les résultats expérimentaux montrent un RCN supérieur à -60 dB pour des désaccords de 2.6 à -3.5 THz. Par comparaison avec les résultats obtenus sur des amplificateurs optiques de même matériaux et structure, l'utilisation d'une cavité laser permet un rendement de conversion sur une plus large gamme de désaccords [8].

#### CONCLUSION

Cette étude expérimentale montre que l'injection optique d'un laser FP InAs/InP à nanostructures quantiques permet de générer du mélange à quatre ondes à l'instar de celui observé dans les amplificateurs optiques mais avec une dynamique plus importante. Les RCN mesurés pour des désaccords de plusieurs THz présagent ainsi la possibilité d'une étude physique plus approfondie des effets intrabandes du milieu actif à nanostructures. De futurs travaux comprendront ainsi l'extraction de  $\chi^{(3)}$ , mais aussi l'évaluation des performances en transmission des signaux convertis.

Ce travail est financé par le programme Futur & Ruptures de l'Institut Mines-Télécom et par le PhC Procope Campus France/DAAD n°30794RC.

#### Références

[1] D. D. Marcenac et al., "40 Gbit/s transmission over 406 km of NDSF using mid-span spectral inversion by four-wave-mixing in a 2 mm long semiconductor optical amplifier", *IEEE Electron. Lett.*, Vol. 33, pp. 879, 1997.

[2] J. Renaudier et al., "Phase correlation between longitudinal modes in semiconductor self-pulsating DBR lasers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 17, pp. 741, 2005.

[3] H. Li et al., "150-nm tuning range in a grating-coupled external cavity quantum-dot laser", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 12, pp. 759, 2000.

[4] H. Su et al., "Nondegenerate four-wave mixing in quantum dot distributed feedback lasers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 17, pp. 1686, 2005.

[5] F. Lelarge et al., "Room temperature continuous-wave operation of buried ridge stripe lasers using InAs-InP (100) quantum dots as active core", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 17, pp. 1369, 2005.

[6] I. Koltchanov et al., "Analytical theory of terahertz four-wave mixing in semiconductor-laser amplifiers", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 68, pp. 2787–2789, 1996.

[7] T. Akiyama et al., "Symmetric highly efficient (~0 dB) wavelength conversion based on four-wave mixing in quantum dot optical amplifiers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 14, pp. 1139, 2002.

[8] Z.G. Lu, "Highly efficient non-degenerate four-wave mixing process in InAs/InGaAsP quantum dots", *IEEE Electron. Letts.*, Vol. 42, pp. 1112, 2006.