

SENSIBILITÉ DE LA RÉDUCTION DU BRUIT RELATIF D'INTENSITÉ À UN DÉSACCORD DE RÉSONANCE POUR UN LASER BRILLOUIN MULTI-STOKES

Irina V. Balakireva, Ananthu Sebastian, Stéphane Trebaol, Pascal Besnard¹

¹ Univ Rennes, CNRS, Institut Foton-UMR 6082, ENSSAT, Lannion, France

pascal.besnard@enssat.fr

RÉSUMÉ

La réduction du bruit d'intensité dans un laser Brillouin n'est possible que lorsque plusieurs ordres de Stokes coexistent. Nous montrons que cette réduction est très sensible à un désaccord de la fréquence Stokes laser par rapport au maximum de gain Brillouin.

MOTS-CLEFS : *laser Brillouin ; bruit relatif d'intensité ; laser à fibre.*

1. INTRODUCTION

Les lasers Brillouin permettent de générer une onde Stokes, qui est plus cohérente que l'onde pompe [1,2]. Cet accroissement de cohérence, correspondant à un affinement de largeur de raie ou à une réduction du bruit de fréquence (mesurant mes fluctuations de la fréquence d'émission laser) est d'un grand intérêt dans la course aux lasers cohérents, nécessaires dans de nombreuses applications telles les communications optiques cohérentes [3], la génération de signaux RF [4], les capteurs optiques [5],... L'onde Stokes d'ordre 1, contra-propagative à la pompe, générée par diffusion Brillouin stimulée peut-elle-même induire une onde Stokes d'ordre deux au-delà d'un certain seuil. Cet effet de cascade permet une meilleure réduction du bruit de fréquence [6]. Des réductions de bruit d'intensité ont été également reportés pour des lasers Brillouin dans la littérature. Nous avons pu montrer que la réduction du bruit d'intensité était liée au verrouillage du paramètre de pompe [7]. Ainsi pour l'onde Stokes d'ordre 1 S1, lorsque la puissance pompe est portée à 4 fois la puissance seuil laser de cette même onde S1, $P_{th\ S1}$, cela correspond au seuil laser de l'onde Stokes d'ordre 2, alimentée par le Stokes d'ordre 1 qui lui sert de pompe.

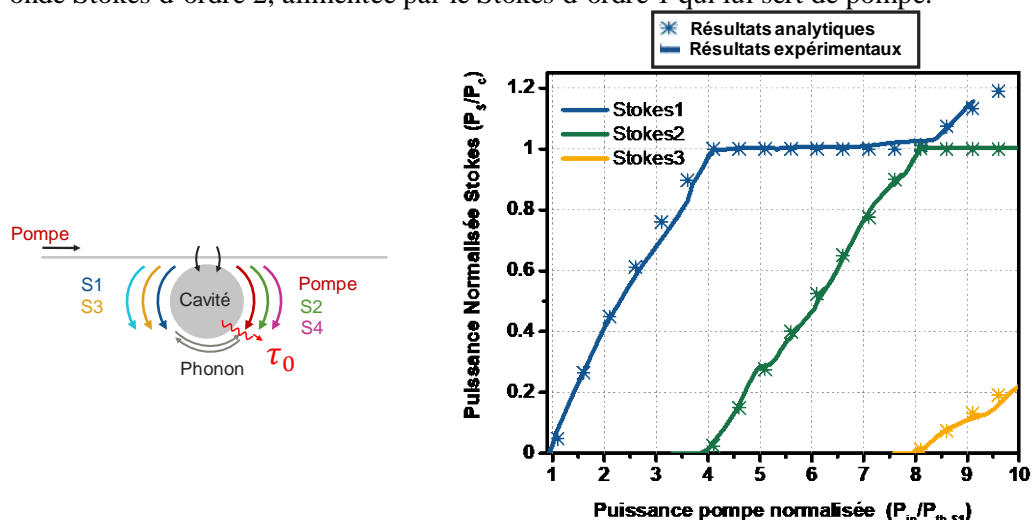


Fig. 1 : à gauche : Principe de base d'un laser Brillouin multi-Stokes ; à droite : puissance optique des trois premiers ordres de Stokes en fonction de la puissance incidente.

Comme l'illustre la figure 1, la puissance de l'onde S1 se trouve alors verrouillée à une valeur constante, comme cela est bien connu pour la variable de pompe au-dessus du seuil laser. Sur

cette figure, sont à la fois portés en points étoilés les simulations analytiques et en trait continu les résultats expérimentaux. Ces derniers sont issus d'une cavité en anneau en fibre de silice à maintien de polarisation, longue de 15 mètres. C'est ce processus de verrouillage qui va comprimer le bruit de l'onde S1 et apportait une réduction du bruit relatif d'intensité. Nous montrons dans cette communication que cette réduction de bruit est très sensible au désaccord entre le maximum de gain Brillouin et la résonance de l'onde S1.

2. DESCRIPTION THÉORIQUE D'UN LASER BRILLOUIN À PLUSIEURS COMPOSANTES DE STOKES

Le modèle théorique que nous avons utilisé [7] est une extension du modèle développé dans [8]. Une première équation décrit l'amplitude du champ pompe noté A_0 , de fréquence ω_0 :

$$\frac{\partial A_0}{\partial t} = -\frac{1}{\tau} A_0 - i q_0 \omega_0 A_1 \rho_1 + \sqrt{\frac{2}{\tau_e}} S e^{i \sigma_0 t}. \quad (1)$$

Son temps de vie dans la cavité est $\tau/2$ avec : $1/\tau = 1/\tau_e + 1/\tau_0$, τ_e étant lié au taux d'injection du coupleur permettant d'insérer la pompe dans la cavité, τ_0 représente les pertes sur un tour de cavité.

S correspond à l'amplitude de la pompe incidente avant le coupleur $\left(S = \sqrt{\frac{P_0}{\epsilon_0 V_{cav}}} \right)$, reliée à la

puissance pompe P_0 en Watt et au volume de cavité. q_0 est relié à des paramètres matériaux. σ_0 correspond pour une valeur nulle à un pompage résonant. ρ_0 et Ω_0 sont l'amplitude et la fréquence de l'onde acoustique.

Pour les ondes de Stokes d'ordre supérieur A_1, A_2, \dots, A_N ($\delta_{\eta \neq N}$ est le symbole Kronecker) :

$$\frac{\partial A_\eta}{\partial t} = -\frac{1}{\tau} A_\eta - i q_0 \omega_\eta \left[A_{\eta-1} \rho_\eta^* + \delta_{\eta \neq N} A_{\eta+1} \rho_{\eta+1} \right]. \quad (2)$$

Ces ondes sont couplées aux ondes acoustiques respectives d'amplitude ρ_η et de fréquence Ω_η :

$$\frac{\partial \rho_\eta}{\partial t} = i \frac{\Omega_B^2 - \Omega_\eta^2}{2\Omega_\eta} \rho_\eta - \frac{\Gamma_b}{2} \rho_\eta - i p_\eta A_{\eta-1} A_\eta^*. \quad (3)$$

p_η est un paramètre lié aux constantes du matériau. $\Omega_B/2\pi$ est le décalage Brillouin (~ 11 GHz dans la silice), et $\Gamma_b/2\pi$ est la largeur de gain Brillouin (30 MHz), qui correspond à l'inverse de la fréquence d'amortissement. Ce modèle est ponctuel et ne considère pas la dépendance spatiale en z . Ceci permet une résolution numérique rapide et aussi de calculer les valeurs analytiques des solutions stationnaires de ces équations ainsi que des bruits relatifs d'intensité.

3. ÉVOLUTION DU BRUIT RELATIF D'INTENSITÉ.

La figure 2 représente l'évolution du bruit relatif d'intensité (RIN), pour les trois premiers ordres de Stokes, en fonction du paramètre de pompe normalisé à la puissance seuil laser du S1. Le RIN est référencé à celui de la pompe, si bien qu'une valeur de 0 dB indique une valeur identique du bruit d'intensité de la pompe et de l'onde Stokes. Les points étoilés correspondent au calcul analytique alors que les courbes accompagnées de points proviennent des mesures expérimentales. On constate la réduction du RIN pour le S1 suite à l'apparition du S2. Néanmoins le calcul théorique laisse espérer une réduction pouvant atteindre 40 dB alors que les valeurs expérimentales se limitent environ à 20 dB. En prenant en compte un désaccord entre la fréquence centrale de la résonance de l'onde Stokes S1 (Ω_1) et la fréquence centrale du gain Brillouin (Ω_B) dans les simulations, il est possible d'avoir un ajustement parfait avec les valeurs expérimentales comme le démontrent les carrés de couleur. Les désaccords suivant ont permis de retrouver les valeurs expérimentales : le carré noir correspond à un désaccord $\Delta\nu$ de 100 kHz, le rouge de 250 kHz, le vert de 400 kHz, le bleu clair de 400 kHz, le bleu profond de 450 kHz.

Cette sensibilité montre que l'effet de saturation est d'autant plus fort que la résonance est proche du maximum de gain.

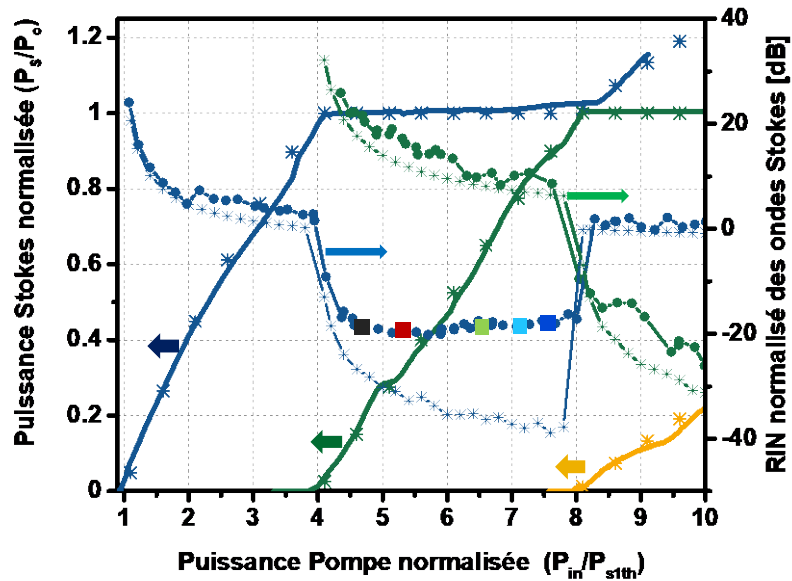


Fig. 2 : Report des caractéristiques (figure 1) avec les mesures du RIN Stokes normé sur celui de la pompe.

CONCLUSION

Nous montrons qu'une forte réduction du bruit d'intensité de 40 dB est théoriquement possible au prix d'un contrôle très fin de la position de la résonance de l'onde Stokes sous la courbe de gain. Néanmoins en l'absence d'un tel asservissement sur la fréquence, la réduction de bruit reste de 20 dB par rapport au bruit relatif d'intensité de la pompe.

Remerciements : Nous remercions BPI FRANCE et le Pôle Images & Réseaux ainsi que l'UBL dans l'accompagnement du projet FUI AAP20 SOLBO.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Smith, F. Zarinetchi, and S. Ezekiel, "Narrow-linewidth stimulated Brillouin fiber laser and applications," *Opt. letters* vol. 16, no. 6, pp. 393–395, 1991.
- [2] A. Debut, S. Randoux, and J. Zemmouri, "Linewidth narrowing in Brillouin lasers: Theoretical analysis," *Phys. Rev. A* vol. 62, no. 2, p. 023803, 2000.
- [3] A. Choudhary, M. Pelusi, D. Marpaung, T. Inoue, K. Vu, P. Ma, D.-Y. Choi, S. Madden, S. Namiki, and B. J. Eggleton, "On-chip Brillouin purification for frequency comb-based coherent optical communications," *Opt. Lett.* vol. 42, pp. 5074–5077, 2017.
- [4] J. Li, H. Lee, and K. J. Vahala, "Microwave synthesizer using an on-chip Brillouin oscillator," *Nat. communications* vol. 4, p. 2097, 2013.
- [5] F. Zarinetchi, S. Smith, and S. Ezekiel, "Stimulated Brillouin fiber-optic laser gyroscope," *Opt. letters* vol. 16, pp. 229–231, 1991.
- [6] K. Hey-Tow, Y. Leguillon, S. Fresnel, P. Besnard, L. Brilland, D. Méchin, P. Toupin, Y. Troles, "Toward More Coherent Sources Using a Microstructured Chalcogenide Brillouin Fiber Laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 25, no. 3, pp. 238–241, 2013.
- [7] A. Sebastian, I. V. Balakireva, S. Fresnel, S. Trebaol and P. Besnard, "Relative intensity noise in a multi-Stokes Brillouin laser," *Optics Express*, vol. 26, pp. 33700–33711, 2018.
- [8] W. Loh, S. B. Papp, and S. A. Diddams, "Noise and dynamics of stimulated-Brillouin-scattering microresonator lasers," *Phys. Rev. A* vol. 91, p. 053843, 2015.